

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE
N° : INST11/2019



DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE
FILIERE : ELECTRONIQUE
OPTION : INSTRUMENTATION

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

Par: SAYAD YUCEF

ZARFAOUI ABDELKADER

Intitulé

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CRISTAUX
PHONONIQUES 1D EN VUE DE L'APPLICATION
AU DOMAINE DES BARRIERES PHONIQUES**

Soutenu devant le jury composé de :

| | | |
|------------------------------|-------------------|-----------|
| Pr. HOCINI Abdesselem | Université M'sila | Président |
| Dr. KAHLOUCHE Ahmed | Université M'sila | Encadreur |
| Pr. KHADEROUCH djamal | Université M'sila | Examineur |

Année Universitaire : 2018 /2019

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE
N° : INST11/2019



DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE
FILIERE : ELECTRONIQUE
OPTION : INSTRUMENTATION

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par: SAYAD YUCEF

ZARFAOUI ABDELKADER

Intitulé

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES CRISTAUX
PHONONIQUES 1D EN VUE DE L'APPLICATION
AU DOMAINE DES BARRIERES PHONIQUES

Soutenu devant le jury composé de :

| | | |
|------------------------------|--------------------------|--------------------|
| Pr. HOCINI Abdesselem | Université M'sila | Président |
| Dr. KAHLOUCHE Ahmed | Université M'sila | Encadreur |
| Pr. KHADEROUCH djamal | Université M'sila | Examinateur |

Année Universitaire : 2018 /2019

"بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ"

** وَمَا تَوْفِيقِي إِلَّا بِاللَّهِ

عَلَيْهِ تَوَكَّلْتُ

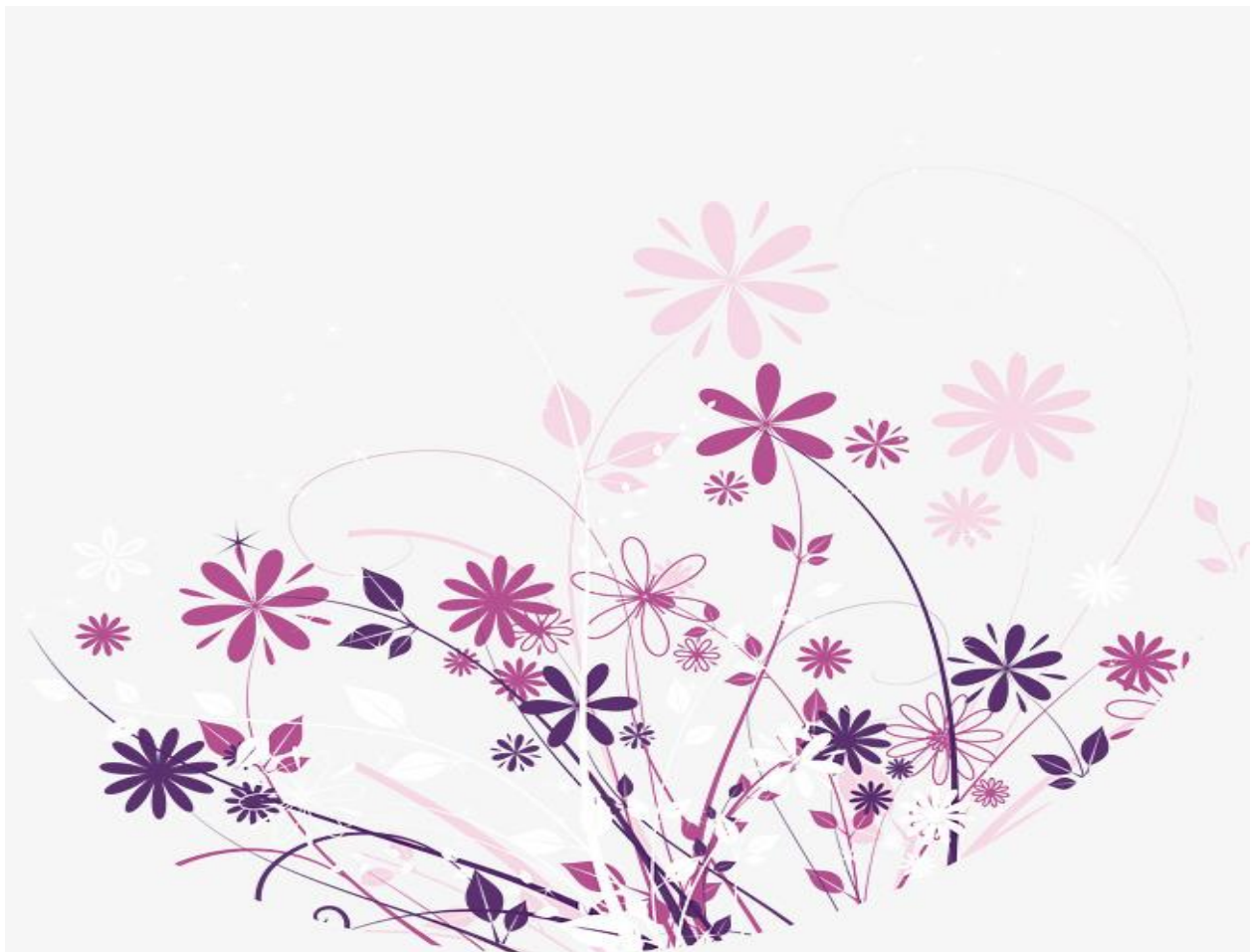
وَإِلَيْهِ أُنِيبُ **

سورة هود الآية ٨٨

❖ *Et ma réussite ne dépend que d'Allah Et lui je place ma confiance et c'est vers lui que je reviens repentant* ❖

Dédicace

Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut... Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, L'amour, le respect, la reconnaissance... Aussi, c'est tout simplement que



Nous dédions cette travail ...

À NOS CHERS PARENTS

Aucune dédicace ne saurait exprimer nos respects, notre amour éternel et nos considérations pour les sacrifices que vous avez consenti pour nous, nous vous remercions pour tout le soutien et l'amour que vous nous portez depuis notre enfance et nous espérons que votre bénédiction nous accompagnons toujours vous instruction et notre bien-être. Que ce modeste travail soit l'exaucement de vos vœux tant formulés, le fruit de vos innombrables sacrifices, bien que nous ne vous en acquitterai jamais assez. Puisse Dieu, le Très Haut, vous accorder santé, bonheur et longue vie et faire en sorte que jamais nous ne vous décevrons.

À NOS AMIS DE TOUJOURS

- *Mes très chers frères et mes chères sœurs*
- *Mes cousins et cousines*
- *Tous ceux que j'aime*
- *Toutes mes amies.*

REMERCIEMENTS

A Dieu, le tout puissant, nous rendons grâce pour nous avoir donné santé, patience, volonté et surtout raison.

En premier lieu, je tiens à remercier mon encadreur Mr. KAHLOUCHE AHMED qui m'a aidé et conseillé durant ce travail.

Mes remerciements vont également aux membres de jury pour m'avoir honoré par leur évaluation de ce travail.

Je remercie également tous les enseignants du département de l'électronique de l'université de M'SILA pour leur aide et encouragement.

Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont soutenu, encouragé et donné l'envie de mener à terme ce travail.

Sommaire

| | |
|--|----------|
| Introduction générale | 2 |
| Chapitre I : Généralités sur les cristaux phononique | 5 |
| I.1 Introduction | 5 |
| I.2 Cristaux phononique..... | 5 |
| I.2.1 Définition | 5 |
| I.2.2 Historique et concept | 6 |
| I.2.3. Comparaison entre cristaux phonoiques et photoniques..... | 7 |
| I.3 Différents types des cristaux phononiques | 9 |
| I.3.1 Structures périodiques unidimensionnelles | 9 |
| I.3.2 Structures périodiques bidimensionnelles | 10 |
| I.3.3 Structures périodiques tridimensionnelles | 10 |
| I.4 Bande interdite phononique..... | 11 |
| I.4.1 Topologie du réseau..... | 12 |
| I.4.2 Facteur de remplissage..... | 12 |
| I.4.3 Masse volumique | 12 |
| I.4.4 Vitesse de propagation..... | 13 |
| I.5 Ondes élastiques et acoustiques..... | 13 |
| I.4.1 Ondes longitudinales..... | 14 |
| I.5.2 Ondes transversales..... | 14 |
| I.6 Application des cristaux phononiques..... | 15 |
| I.6.1 Guides d'ondes | 15 |
| I.6.2 Cavités résonantes et résonateurs acoustiques..... | 17 |
| I.6.3 Couplage guides/cavités | 18 |

| | |
|--|-----------|
| I.6.4 Filtrage et multiplexage des ondes acoustiques | 18 |
| I.7 Conclusion..... | 19 |
| | |
| Chapitre II : Méthodes numériques de simulation | 21 |
| | |
| II.1 Introduction..... | 21 |
| II.2 Cristaux phononiques unidimensionnels..... | 21 |
| II.2.1 Structure périodique 1d finie | 21 |
| II.2.2 Structure périodique 1d infinie | 22 |
| II.3 Methode de decomposition en ondes planes | 24 |
| II.3.1 Introduction à la méthode pwe | 24 |
| II.3.1.1 Principe et formulation | 25 |
| II.3.1.2 Avantages et inconvénients de la méthode..... | 28 |
| II.4 Methode des differences finies dans le domaine temporel | 28 |
| II.4.1 Principe de la méthode fdtd | 29 |
| II.4.1.1 Application de fdtd pour le calcul des bandes..... | 29 |
| II.4.1.2 Calcul du coefficient de réflexion et de transmission | 30 |
| II.4.1.3 Conditions aux limites pml (perfectly matched layer) | 31 |
| II.4.1.4 Avantages et limitations de la méthode fdtd | 31 |
| II.5 La methode des elements finis | 32 |
| II.5.1 Principe general | 33 |
| II.5.2 Formulation variationnelle ou forme faible..... | 33 |
| II.5.3 Maillage, fonctions de forme et resolution..... | 34 |
| II.5.4 Convergence | 34 |
| II.6 Methode de diffusion multiple | 34 |
| II.7 Conclusion | 35 |

| | |
|---|----|
| III.1 Introduction | 37 |
| III.2 Structure étudiée | 37 |
| III.2.1 Diagramme de dispersion..... | 38 |
| III.2.2 Spectre de transmission | 38 |
| III.2.3 Coefficient de transmission et de reflexion..... | 39 |
| III.2.3.1 Propagation d'une onde longitudinale | 39 |
| III.2.3.2 Propagation d'une onde transversale | 40 |
| III.3 Etude de la bande interdite phononique | 41 |
| III.3.1 Influence du nombre de couches..... | 41 |
| III.3.2 Influence des parametres physiques..... | 42 |
| III.3.2.1 Influence de la masse volumique | 42 |
| III.3.2.2 Influence de la vitesse longitudinale | 43 |
| III.3.3 Influence des parametres geometriques | 45 |
| III.4 Etude d'un cristal phononique 1d avec defect geometrique..... | 47 |
| III.4.1 La structure étudiée | 47 |
| III.4.2 Resultats de simulation | 48 |
| III.5 Etude d'un cristal phononique 1d avec defect physique | 48 |
| III.5.1 La structure étudiée | 48 |
| III.5.2 Resultats de simulation | 50 |
| III.6 Conclusion | 50 |

Liste des figures

Chapitre I

| | |
|--|-----------|
| Figure I.1: Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP tridimensionnel, (a') CP bidimensionnel à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb | 6 |
| Figure I.2 : Structure de bandes pour un cristal phononique consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel | 7 |
| Figure I.3: Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, qui a servi de support à la première démonstration expérimentale de bandes interdites pour les ondes élastiques..... | 7 |
| Figure I. 4: Quelques représentations schématiques de cristaux phononiques..... | 9 |
| Figure I. 5: Quelques structures bidimensionnelles: (a) structure carré..... | 10 |
| Figure I. 6 : Quelques structures tridimensionnelles: (1) tas de bois, (2) structure cubique, (3) et (4) opales ou opales inversées..... | 11 |
| Figure I.7 : Différents domaines fréquentiels des ondes acoustiques | 13 |
| Figure I.8: Représentation Schématique d'un solide traversé par une onde longitudinale. | 14 |
| Figure I. 9 : Représentation schématique d'une onde transverse..... | 15 |
| Figure I.10 : Guide d'ondes phononique: (a) guide d'ondes linéaire W1..... | 15 |
| Figure I.11: Transmission à travers un guide W1 dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein)..... | 16 |
| Figure I.12: Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif..... | 16 |
| Figure I.13: Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perp | 17 |
| Figure I.14: Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux c | 18 |
| Figure I.15: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage | 19 |

Chapitre II

| | |
|---|----|
| Figure II.1: cristal phononique unidimensionnelle finie | 22 |
| Figure II.2: cristal phononique unidimensionnelle infinie | 23 |
| Figure II.3: (a) Représentation schématique du barreau PnC 1D avec des cellules élémentaires en aluminium (blanc) et époxy (bleu). (b) La cellule d'unité de tige PnC..... | 27 |
| Figure II.4: Structure de bande du cristal phononique 1D calculée par l'approche PWE, en considérant 21 ondes planes (a). Les bandes interdites de type Bragg en bleu (b). | 28 |
| Figure II.5: coefficient de transmittance en fonction de la fréquence..... | 30 |

Chapitre III

| | |
|---|----|
| Figure III.1: (a) Représentation schématique du PnC-1D composé de LiNbO ₃ (bleu) et SiO ₂ (jaune). (b) La cellule d'unité du cristal phononique | 37 |
| Figure III.2 : Diagramme de dispersion obtenu par la méthode PWE pour un cristal 1D. (a) pour une onde longitudinale, (b) : pour une onde transversale | 38 |
| Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence ; (a) pour une onde transversale (en bleu continue), (b) pour une onde longitudinale (en rouge discontinue) . | 39 |
| Figure III.4 : Spectre de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale : (a) coefficient de transmission, (b) : coefficient de réflexion..... | 40 |
| Figure III.5 : Spectre de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde transversale : (a) coefficient de transmission, (b) : Coefficient de réflexion..... | 40 |
| Figure III.6: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale: (a) pour N=10, (b) pour N=20, (c) N=30 et (d) pour N=40 couches..... | 41 |
| Figure III.7: (a) Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du nombre de couches, (b) Evolution de la fréquence centrale en fonction du nombre de couches. ... | 42 |
| Figure III.8: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $\Delta\rho = 500 \text{ kg/m}^3$, (b) Pour $\Delta\rho = 2500 \text{ kg /m}^3$ | 42 |
| Figure III.9: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction | 43 |
| Figure III.10: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $\Delta V = 74 \text{ m/s}$, (b) Pour $\Delta V = 2324 \text{ m /s}$ | 44 |
| Figure III.11: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation. | 45 |

| | |
|---|-----------|
| Figure III.12: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $ff=20\%$, (b) Pour $ff = 80\%$ | 46 |
| Figure III.13: Variations de la largeur de la bande phononique interdite en fonction de la fraction de remplissage | 46 |
| Figure III.14: Représentation schématique d'un cristal phononique 1D avec défaut..... | 47 |
| Figure III.15: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale: (a) pour un cristal phononique sans défaut, (b): pour un cristal phononique avec défaut de largeur $LD = 2*LB$ | 47 |
| Figure III.16: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes.. | 48 |
| Figure III.17: Représentation schématique d'un cristal phononique 1D avec défaut physique « couche de silicium d'épaisseur LD »..... | 49 |
| Figure III.18: Coefficient de transmission : (a) structure 1D sans défaut, (b) avec défaut d'épaisseur $LD=2.8* LB$ | 49 |
| Figure III.19: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes largeurs du défaut, (b) Evolution de la fréquence du pic en fonction la largeur du défaut..... | 50 |

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableau I.1 : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes..... 8

Chapitre II

Tableau II.1: Géométrie de la tige PnC et propriétés des matériaux 27

Chapitre III

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux utilisés..... 38

Tableau III.2: Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes 43

Tableau III.3: Influence de vitesse longitudinale sur les propriétés des bandes interdites 44

Tableau III.4: Paramètres physiques des différents matériaux utilisés..... 49

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Depuis longtemps, on sait que les ondes élastiques recouvrent de nombreux phénomènes ondulatoires dans les différents états de la matière : son dans l'air, ondes acoustiques dans l'eau et les liquides, phonons dans les solides. Par ailleurs, on sait aussi que l'isolation des sons ou des vibrations élastiques est une problématique majeure dans le monde d'aujourd'hui. A l'image des cristaux photoniques qui ont la propriété d'empêcher la lumière de se propager dans certaines gammes de fréquences, on peut concevoir des matériaux périodiques qui réfléchissent totalement les ondes acoustiques. Ces matériaux permettent d'élaborer des isolants phoniques bien plus efficaces que les isolants usuels et d'améliorer les caractéristiques acoustiques de certains types de transducteurs utilisés en imagerie médicale par exemple. Pour cela, ces dernières années, l'étude de la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans les milieux élastiques périodiques a connu un énorme intérêt par les scientifiques du fait de l'introduction du concept de cristal phononique [1].

Les cristaux phononiques sont des matériaux composites présentant des variations périodiques de leur densité et de leurs constants élastiques suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace. Ils disposent de ce fait et sous certaines conditions, la particularité de pouvoir interdire la propagation des ondes élastiques dans une gamme de longueurs d'ondes de même ordre de grandeur de la période de la structure. Il s'agit alors, comme en physique des solides et des cristaux photoniques, d'un phénomène de bande interdite [2].

Les ondes acoustiques présentent des avantages par rapport à ceux des ondes optiques et électroniques. En effet, il est possible d'observer ces effets de bandes interdites élastiques sur de vastes gammes de fréquences, ce qui autorise la simple fabrication de dispositifs macroscopiques et leur champ d'application devient de plus en plus très large, allant de l'atténuation des ondes sismiques au filtrage radio-fréquence, en passant par l'isolation phonique ou les interactions acousto-optiques. Le travail présenté dans ce mémoire de master a été structuré en trois chapitres [3].

Le premier chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux cristaux phononiques, nous présentons tout d'abord un bref historique sur ces nouvelles structures, Puis, nous présentons une comparaison entre les cristaux phononiques, électroniques et photoniques. Ensuite, nous sommes intéressés à donner quelques rappels et notions fondamentales et le principe de base de ces matériaux.

Dans le second chapitre, après que nous définissions le cristal phononique unidimensionnel (1D) et les deux types des structures périodiques (finie et infinie), nous décrirons les différentes méthodes théoriques utilisés généralement pour l'étude et la modélisation des structures périodiques notamment les cristaux phononiques 1D.

Les méthodes utilisées dans ce chapitre sont la méthode de développement en ondes planes (PWE) et aussi les différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Alors, Il existe, bien entendu, d'autres méthodes théoriques disponibles dans la littérature scientifique pour traiter le comportement des ondes élastiques dans ce type de structures périodiques...ect.

Quant au troisième chapitre, il est entièrement dédié à l'étude de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les conditions d'ouverture des bandes interdites phononiques. Tout d'abord, nous avons étudié une structure périodique multicouches parfaite à travers la simulation de l'influence des paramètres physiques (la vitesse de propagation et la masse volumique) et géométriques (la variation de largeur) sur les propriétés des bandes ouvertes. En second temps, nous avons étudié un cristal phononique 1D contenant un défaut géométrique puis physique. Finalement, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

I.1 Introduction

Variété importante d'applications, comme par exemple la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités. Récemment, la recherche sur les cristaux phononiques a connu une sérieuse avancée en particulier grâce au développement de méthodes de calcul théorique et d'outils numériques de simulation. L'existence de bande absolue a été prédite théoriquement avant d'être démontrée expérimentalement dans une grande variété de cristaux phononiques constitués de composants solide ou solide et fluide. Il a été montré que l'existence et la largeur des bandes interdites absolues dépendaient fortement de la nature des constituants, du contraste entre les paramètres physiques (densités et constantes élastiques) entre les inclusions et la matrice, la géométrie du réseau d'inclusion, la forme des inclusions et le facteur de remplissage.

I.2 Cristaux Phononique

I.2.1 Définition

Les cristaux phononiques sont des matériaux composites macroscopiques présentant une périodicité spatiale dans une ou plusieurs directions de l'espace. En tant que tels, ils sont capables de bloquer la propagation acoustique dans certaines directions et gammes de fréquences, par le biais de réflexions de Bragg où par le phénomène de résonance locale des éléments mis en réseau. On parle alors de bande de fréquences interdites, que l'on abrège le plus souvent en "bande interdite". Ce nom a été choisi par analogie avec les cristaux photoniques, des structures similaires mais agissant sur la lumière. Du point de vue quantique, un phonon est une vibration élastique élémentaire d'un morceau de matière, tout comme le photon est une particule élémentaire de lumière. L'idée du cristal phononique est de fabriquer un matériau artificiel structuré périodiquement, par exemple par assemblage d'au moins deux matériaux différents. Intuitivement, plus les propriétés acoustiques des matériaux mis en jeu sont contrastées, plus les phénomènes d'interférence d'ondes sont importants [4].

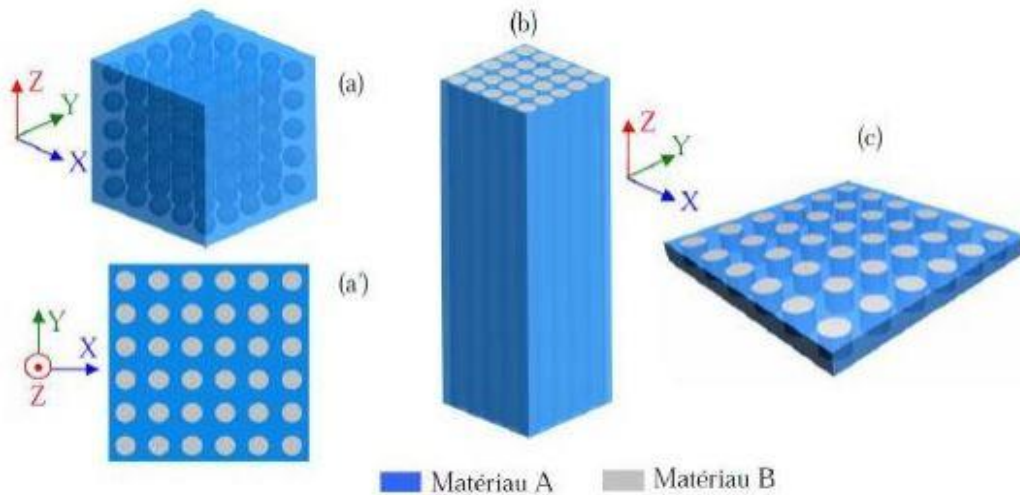


Figure I.1: Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP tridimensionnel, (a') CP bidimensionnel à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb [5]

I.2.2 Historique et concept

Les cristaux phononiques forment une nouvelle voie dans le domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un grand intérêt depuis 20 ans [6]. A partir des années 1970 et pour des raisons aussi fondamentales qu'appliquées, les structures périodiques acoustiques sont apparues. On peut citer par exemple les travaux de L. P. Solie [7] sur les filtres à ondes de surface, ceux de J. D. Achenbach [6] concernant le calcul des relations de dispersion de matériaux possédant des inclusions sphériques périodiques ou encore ceux de V. Narayanamurti relatifs à des filtres phononiques utilisant des super-réseaux en arséniure de gallium (AsGa) [8]. Puis, le concept de cristal phononique, bi- ou tridimensionnel permettant l'ouverture de bandes interdites pour les ondes élastiques a été introduit de façon quasiment simultanée par Kushwaha et al d'une part, et Economou et Sigalas d'autre part en 1993 [9,10].

Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en diverses applications : systèmes d'isolation phonique [10,11], structures parasismiques [12], filtrage et traitement du signal acoustique. S. Kushwaha publie un article présentant le calcul de la structure de bandes d'un matériau composite périodique constitué de cylindres de nickel dans une matrice d'aluminium. Il met ainsi en évidence, pour la première fois un matériau composite présentant une bande interdite absolue pour les ondes transverses,

c'est-à-dire capable de bloquer la propagation des ondes incidentes quelle que soit leur direction [6].

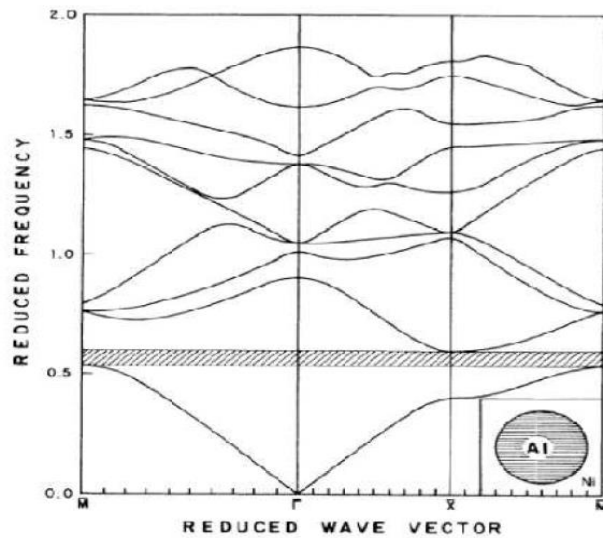


Figure 1.2 : Structure de bandes pour un cristal phononique consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel [6].

Les premières mesures ont été réalisées sur une structure objectivement non prévue pour cela, puisqu'il s'agit d'une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée dans les jardins de la Juan March Foundation à Madrid. Cette sculpture représentée sur la figure II.2 est constituée de cylindres d'acier de 2,9 cm de diamètre répartis selon un réseau carré simple de période égale à 10 cm. La structure présente des bandes interdites pour les ondes sonores entre 1,7 KHz et 2,4 kHz. Ces atténuations du signal sont reliées à la diffraction sur les plans cristallographiques [6].

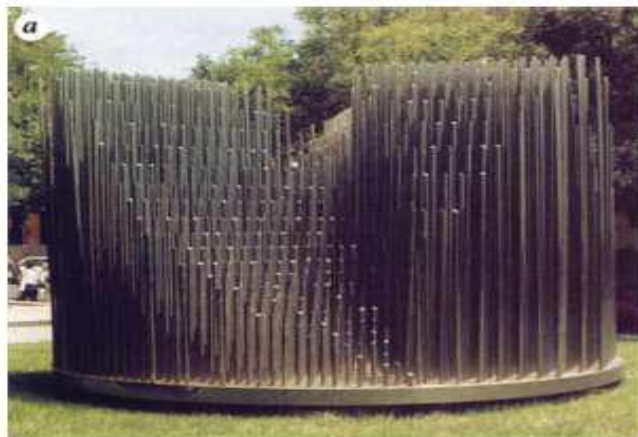


Figure 1.3: Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, qui a servi de support à la première démonstration expérimentale de bandes interdites pour les ondes élastiques [6].

I.2.3 Comparaison entre cristaux phonoiques et photoniques

Les cristaux phononiques tels qu'ils sont définis auparavant, sont des structures périodiques. Cependant, il y a de fortes analogies entre la propagation des électrons dans les cristaux ordinaires et les ondes électromagnétique et élastique dans les cristaux photonique et phononiques respectivement. Les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électriques, électromagnétique et élastiques dans les structures périodiques tridimensionnelles isotropes sont résumées sur le tableau I.1. Ce dernier, nous montre qu'il existe une forte correspondance entre les cristaux photoniques et la théorie acoustique.

| Propriétés | Cristal électronique | Cristal photonique | Cristal phononique |
|-------------------------|---|--|---|
| Matériaux | Cristallin (naturel ou obtenu par croissance) | Composé de deux matériaux diélectriques. | Composé de deux matériaux élastiques. |
| Paramètres | Constantes universelles nombres atomiques | Constantes diélectriques des constituants. | Densités, vitesse du son dans les constituants |
| Constantes de maille | 1-5Å (microscopique) | 0.1µm-1cm (mésoscopiques ou macroscopiques) | Mésoscopiques ou macroscopiques |
| Ondes | De Broglie (électron) ψ | Electromagnétiques ou lumineuses (photon)E.B | Vibration ou sonores (phonon) u |
| Polarisation | Spin (haut et bas) | Transversale : $\nabla \cdot D = 0$ $\nabla \cdot E \neq 0$ | Trans.Longit : $\nabla \cdot u \neq 0$ $\nabla * u \neq 0$ |
| Equation différentielle | $(-\frac{\hbar}{2m})\nabla^2\psi + v(r)\psi = i\hbar (\partial\psi/\partial t)$ | $\nabla^2 E - \nabla(\nabla E) = \left(\frac{\epsilon(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right)$ | $\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right) = 1/\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial u}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \right] \right\}$ |
| Bandes interdite | Augmente avec le potentiel dans le cristal ;pas d'état électronique possible. | Augmente avec $ \epsilon_a - \epsilon_b $;pas de photons, pas de lumière. | Augmente avec $ \rho_a - \rho_b $; pas de vibration, pas de son |
| Particules libres | $W = \hbar^2 K^2 / 2m$ (électron) | $W = c/\sqrt{\epsilon} K$ (photons) | $W = c_t K$ (phonons) |
| Gamme spectrale | Ondes radio, micro-ondes, optiques, rayons X | Micro-ondes, optique | $W \leq \text{qq GHz}$ |

Tableau I.1 : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [6].

Les propriétés des cristaux phononiques et photoniques sont comparables, toute fois il existe une certaine nuance entre eux. Les cristaux photoniques peuvent être caractérisés par deux paramètres indépendants, à savoir le rapport de la fraction diélectrique et la fraction volumique occupée par un de ces composants ; alors pour les cristaux phononiques plusieurs paramètres peuvent déterminer la propagation des ondes élastiques ou acoustiques ; le rapport des vitesses transversales et longitudinales, leurs densités, la fraction volumique ou facteur de remplissage. Dans les deux cas la propagation des ondes électromagnétiques / élastiques dépend de la topologie des réseaux cristallins.

I.3 Différents types des cristaux phononiques

Les cristaux phononiques sont des structures à bandes interdites phononiques, constituées de deux matériaux de propriétés élastiques différentes et disposés périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace comme schématisé par la figure I.4. Selon la dimensionnalité des structures on peut distinguer trois familles de cristaux phononiques : Les cristaux unidimensionnels (1D), les cristaux bidimensionnels (2D) et les cristaux tridimensionnels (3D).

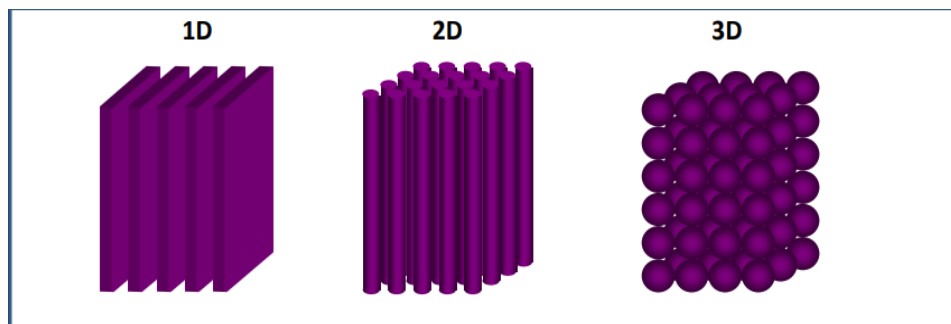


Figure I. 4 : Quelques représentations schématiques de cristaux phononiques Uni., bi. et tridimensionnels

I.3.1 Structures périodiques unidimensionnelles

Les structures unidimensionnelles 1D sont les plus anciennes, elles ont été déjà longuement étudiées et utilisées comme miroirs diélectrique ou filtres optiques. En acoustiques, elles consistent en une alternance de couches élastiques d'épaisseur d suivant une seule direction (figure I.4 (1D)). Les bandes interdites de cette structure, appelée également miroir de Bragg, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde. Ainsi pour obtenir un contrôle des bandes interdites quelle que soit l'angle d'incidence, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 et même 3 dimensions.

I.3.2 Structures périodiques bidimensionnelles

Les structures bidimensionnelles 2D sont des cristaux phononiques dont les constantes élastiques sont réparties périodiquement suivant deux dimensions et reste invariante suivant la troisième dimension (figure I.4 (2D)). Elles se regroupent principalement suivant trois réseaux : le réseau carré, triangulaire et hexagonal (voir figure I.5).

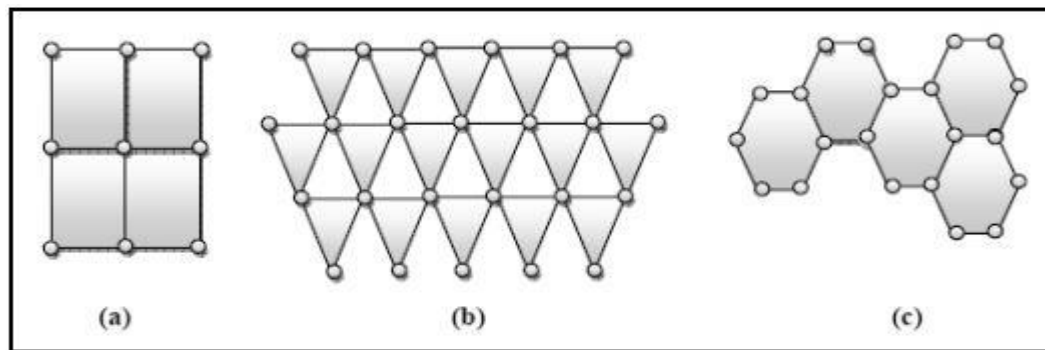


Figure I. 5 : Quelques structures bidimensionnelles : (a) structure carrée
(b) structure triangulaire, (c) structure hexagonale.

Ces structures bi-périodiques sont généralement composées de cylindriques diélectriques. Elles présentent une géométrie simple qui facilite leurs études et expérimentales.

I.3.3 Structures périodiques tridimensionnelles

Les cristaux phononiques tridimensionnels sont des structures généralement artificielles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Dans les structures phononiques bidimensionnelles et tridimensionnelles, en revanche, il est possible d'obtenir des bandes interdites absolues ou omnidirectionnelles, c'est-à-dire qu'une onde incidente de fréquence appartenant à une telle bande interdite ne peut pas se propager quel que soit son angle d'incidence. Malheureusement, l'inconvénient des structures tridimensionnelles (3D) réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement. La figure I.6 montre quelques exemples des structures tridimensionnelles (3D).

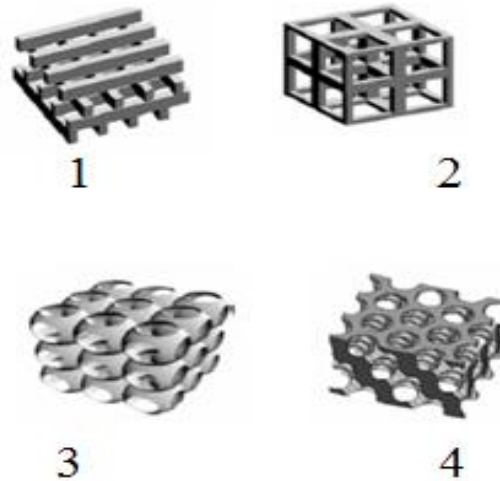


Figure I. 6 : Quelques structures tridimensionnelles : (1) tas de bois, (2) structure cubique, (3) et (4) opales ou opales inversées.

I.4 Bande interdite phononique

Les diagrammes de bandes sont parmi les outils les plus utilisés pour illustrer les propriétés de propagation d'une onde acoustique ou élastique au sein des cristaux. Il s'agit en fait d'une représentation de la relation de dispersion entre la fréquence de l'onde ω et le vecteur de propagation k . Dans le cas des structures unidimensionnelles, l'ensemble des diffuseurs est réparti de façon périodique, les ondes sont très fortement diffusées d'un obstacle à l'autre. Elles interfèrent de manière constructive ou destructive suivant la fréquence de l'onde incidente. Par conséquent, une bande interdite apparaît quand les ondes diffusées interfèrent d'une façon destructive dans la direction de propagation de l'onde incidente.

Un cristal unidimensionnel n'a pas de bande interdite complète parce que ses propriétés élastiques sont périodiques dans une seule direction. Lorsque le vecteur d'onde se forme perpendiculairement à la direction de propagation, il ne sera pas traduit, alors il n'y aura pas de bande interdite dans cette direction. En effet, le mécanisme régissant la constitution de bande interdite dans un cristal 1D est basé sur les réflexions de Bragg en raison de la périodicité ou sur le phénomène de résonance locale des éléments mis en réseaux. D'autres part, plusieurs paramètres ayant une influence significative sur les caractéristiques des bandes ouvertes tels que : la topologie du réseau, le contraste de vitesse, la densité et la fraction volumique des inclusions.

I.4.1 Topologie du réseau

En effet, les propriétés des bandes ouvertes, notamment la location et la largeur des bandes interdites phononiques dépendent principalement de la symétrie et de la forme du diffuseur. L'effet de la forme et de la symétrie des diffuseurs sur le gap phononique d'un cristal bidimensionnel a été étudié récemment par Kuang. Par ailleurs, les cristaux phononiques peuvent être façonnés suivant plusieurs réseaux ; hexagonal, triangulaire et carré. Les diffuseurs prennent aussi des différentes formes notamment la forme hexagone, cercle, triangle et carré.

I.4.2 Facteur de remplissage

La largeur, la position et le nombre de bandes interdites dépendent du facteur de remplissage (de la fraction volumique des inclusions dans le cristal). Pour un facteur de remplissage égal à 0, on a un matériau homogène, ce qui ne permet pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Ensuite, si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande, due au contraste des matériaux des bandes d'arrêts apparaissent pour certains facteurs de remplissage faibles, d'autres bandes apparaissent pour des facteurs de remplissage suffisants, puis disparaît pour des remplissages trop élevés ou très faibles. Lorsqu'on continue à augmenter le remplissage on passe progressivement à un système où les rôles sont inversés et où ce qui était auparavant la matrice devient les inclusions, et où celle-ci finit même par disparaître pour que le milieu se ramène un milieu homogène correspondant au matériau constituant les inclusions d'origine [13].

I.4.3 Masse volumique

Les bandes interdites apparaissent plus facilement lorsque les matériaux constituant le cristal présentent un contraste de densités important. En effet, la courbe présente une bande d'arrêt plus large lorsque l'on augmente le contraste de densités ou celui des constantes élastiques, avec un maximum de la largeur lorsque ces deux contrastes sont au maximum. Ce résultat généralise l'observation faite sur des miroirs de Bragg mono dimensionnels où la largeur du miroir augmente lorsque le contraste d'impédances acoustiques (donc de constantes élastiques et de densités) entre les matériaux constituant le miroir augmente. Dans le cas monodimensionnel, ceci s'explique par une augmentation du coefficient de réflexion des ondes à chaque interface. Pour un cristal phononique, l'effet obtenu est une forte réflexion des ondes à l'interface entre les inclusions et la matrice, ce qui augmente leur diffusivité et diminue la transmission directe des ondes à travers les inclusions [13].

I.4.4 Vitesse de propagation

Lorsque des inclusions présentent une vitesse moins importante que celle dans la matrice cela permet l'ouverture de bandes. Une explication possible à ce phénomène, toujours utilisant l'idée de trajets multiples des ondes dans les cristaux, est que suite aux diffusions des ondes sur les inclusions, celles-ci subissent des réflexions multiples entre ces inclusions avant de pouvoir interférer avec les ondes ayant suivi un trajet direct à travers les inclusions. Ceci n'est possible que si les ondes subissant une propagation directe sont ralenties par rapport à celles se propageant sur des trajets plus longs dans la matrice [13].

I.5 Ondes élastiques et acoustiques

Les ondes acoustiques et élastiques font partie de notre expérience quotidienne et de notre environnement le plus immédiat. Les ondes sonores se propagent dans l'atmosphère. Elles véhiculent la parole humaine et nous informent sur ce qui nous entoure. Les ondes acoustiques sont utilisées dans des domaines aussi bien diversifiés tels que l'imagerie échographique du corps humain, la détection et la localisation d'objets sous-marins (le sonar), l'étude des séismes...etc. Nos téléphones portables et nos télévisions comportent des filtres électroniques exploitant des ondes acoustiques à haute fréquence dans des cristaux synthétiques exotiques. Toutes les ondes acoustiques sont composées de vibrations progressives des atomes composant le milieu de propagation, donc elles ne se propagent que dans des milieux matériels : gaz, liquide, ou solide. Notons que dans ce dernier cas, les atomes sont contraints de rester en moyenne autour de leur position d'équilibre, et l'onde se propage en mettant en mouvement une succession de plans cristallins, on parle alors d'ondes élastiques. Dans le cas des ondes sonores dans l'air, ou des ondes acoustiques dans l'eau, les atomes du fluide ne sont pas assujettis à rester en une position donnée de l'espace, mais l'onde représente toujours un mouvement collectif communiquant d'atome en atome dans une direction donnée. Le schéma ci-dessous indique les principales applications des ondes sonores, acoustiques et élastiques en fonction de la fréquence des signaux employés.

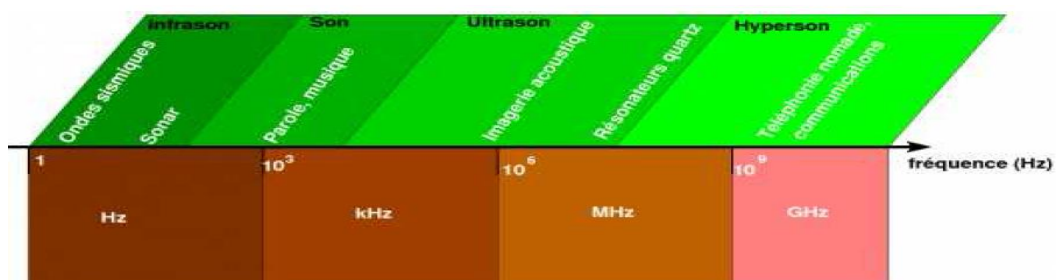


Figure I.7 : Différents domaines fréquentiels des ondes acoustiques. [14]

I .5.1 Ondes longitudinales

Les ondes ultrasonores longitudinales encore appelées ondes de compression, sont caractérisées par un déplacement des particules parallèle à la direction de propagation c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde (figure I.8). Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules si bien que le volume occupé par un nombre donné de particules varie. Ce sont des ondes de volume. Elles se propagent normalement dans les solides, les liquides et les gaz. Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides [15].

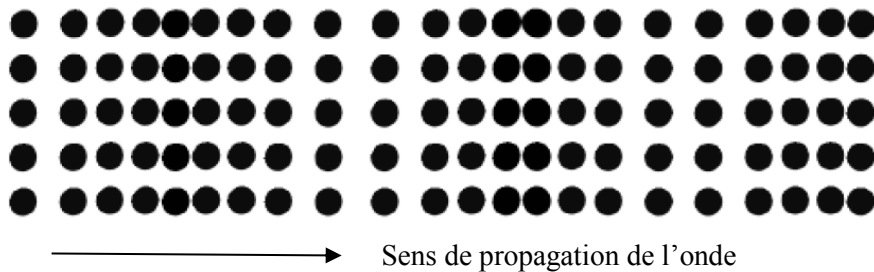


Figure I.8: Représentation Schématique d'un solide traversé par une onde longitudinale

I .5.2 Ondes transversales

Les ondes élastiques et acoustiques transversales, plus communément appelées aussi ondes de cisaillement. Ce type d'ondes sont composées de déplacements perpendiculaires à la direction de propagation. Par conséquent le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume puisque les distances entre les plans sont conservées. Si ces vibrations se font infiniment dans toutes les directions contenues dans ce plan, l'onde transversale est dite polarisée. Autrement dit, elles sont caractérisées par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux. La figure I.9 représente le schéma d'un solide traversé par une onde transversale [15].

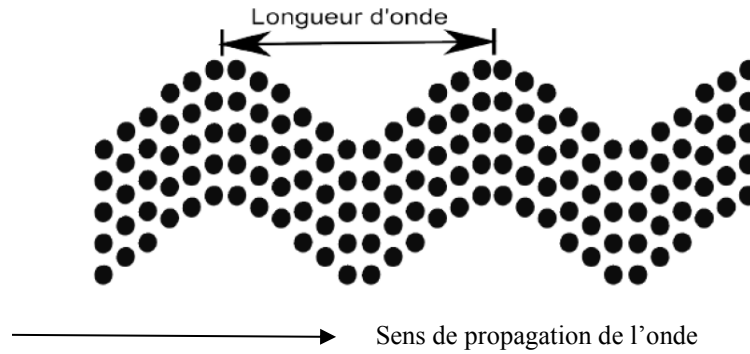


Figure I. 9 : Représentation schématique d'une onde transverse

I.6 Application des cristaux phononiques

De nombreuses applications des cristaux phononiques sont mis en évidence, parmi ces applications on peut citer :

I.6.1 Guides d'ondes

Il est possible de réaliser à partir d'un cristal phononique 2D des guides d'ondes simples ou complexes par la suppression ou la modification d'une simple rangée d'inclusions cylindriques selon la direction de propagation.

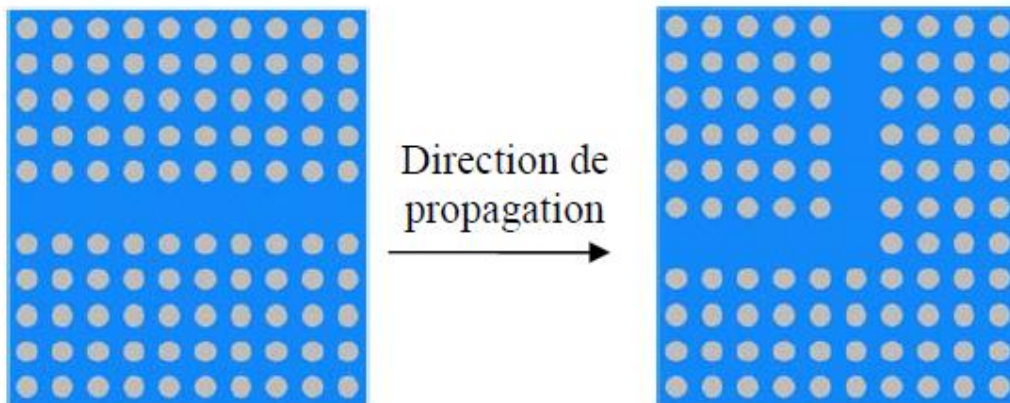


Figure I.10 : Guide d'ondes phononique : (a) guide d'ondes linéaire W1 et (b) guide d'ondes coudé 90°

Des guides droits W1 ont ainsi été réalisés dans le cristal 2D par suppression d'une rangée d'inclusions cylindriques colinéairement à la direction de propagation [16]. En effet, si on enlève ou on modifie une ligne d'inclusions dans le sens de propagation, on s'attend à ce que les ondes, bloquées dans le cristal parfait, soient guidées par ce défaut dans laquelle peuvent se propager. Khelif nous confirme en 2004 que c'est effectivement le cas appuyé

Par le bilan dressé par Miyashita [17]. En utilisant un montage assez simple constitué de cylindres d'acier immergés dans l'eau et organisés selon une maille carrée, il montre que l'omission d'une ligne de cylindres provoque, dans la bande d'arrêt, une remontée de la transmission à certaines fréquences. L'expérience est en accord avec le calcul théorique (réalisé en FDTD) qui prédisait l'apparition d'un mode guidé dans le défaut, localisé à l'intérieur de la bande d'arrêt. Le calcul de la distribution de pression dans l'eau indique aussi que l'onde est rapidement atténuée dans le cristal phononique, mais qu'elle se propage correctement dans la ligne de défauts créée. La Figure I.11 présente les spectres de transmission et une image des champs de pression dans l'eau obtenus pour cette configuration.

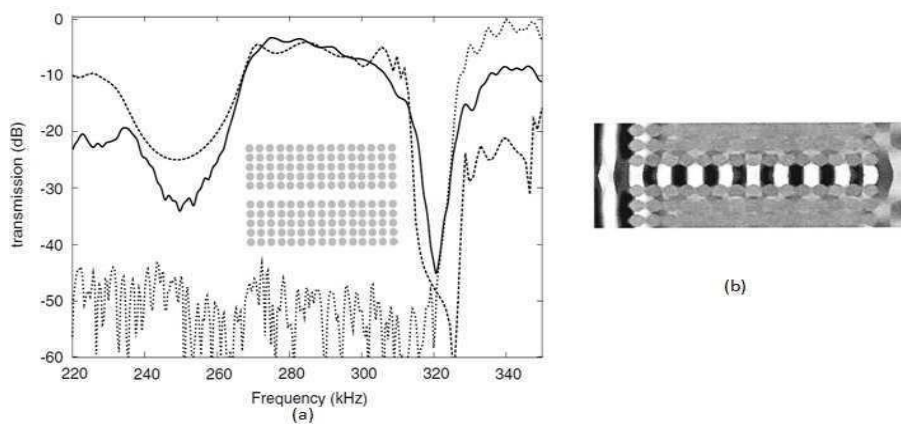


Figure I.11: Transmission à travers un guide W1 dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [18, 19]

Afin de vérifier que l'onde est effectivement guidée, Khelif vient former des coudes dans le guide, comme on peut le voir sur la Figure I.12. Si l'onde guidée présente des creux de transmission pour certaines fréquences, on observe tout de même qu'elle est toujours correctement guidée à d'autres fréquences. Les pertes liées aux coudes sont minimales, même avec des coudes à angle droit.

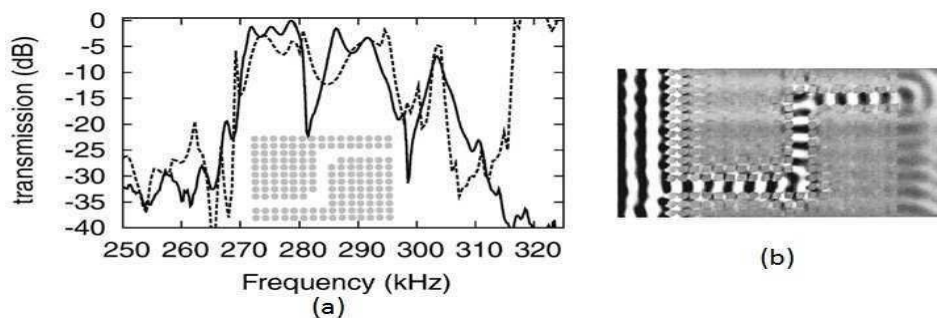


Figure I.12: Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [18, 19]

I.6.2 Cavités résonantes et résonateurs acoustiques

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur des propriétés élastiques du matériau. Au lieu d'enlever une ligne d'inclusion, on vient maintenant enlever ou modifier une unique inclusion. Toute onde présente dans ce défaut se reflète sur le cristal phononique entourant le défaut et est donc confinée dans la cavité, qu'on peut qualifier de résonante. L'expérience montée par Khélif [20] comportant des cylindres d'acier immergés dans l'eau prouve là encore ce phénomène. Comme le montre la figure II.13, lorsqu'on enlève une inclusion, on observe un pic de transmission dans la bande d'arrêt, une résonance.

Le travail effectué par [20] s'intéresse aussi à ce qui arrive lorsqu'on met deux de ces cavités l'une à côté de l'autre. On remarque que, si elles sont alignées avec la direction de propagation, on a l'apparition de deux pics. En couplant judicieusement ces cavités on obtient une bande passante dans la bande d'arrêt. Par contre, si elles sont alignées dans le sens perpendiculaire à la propagation, la résonance est légèrement décalée en fréquence, mais elle est toujours seule [13].

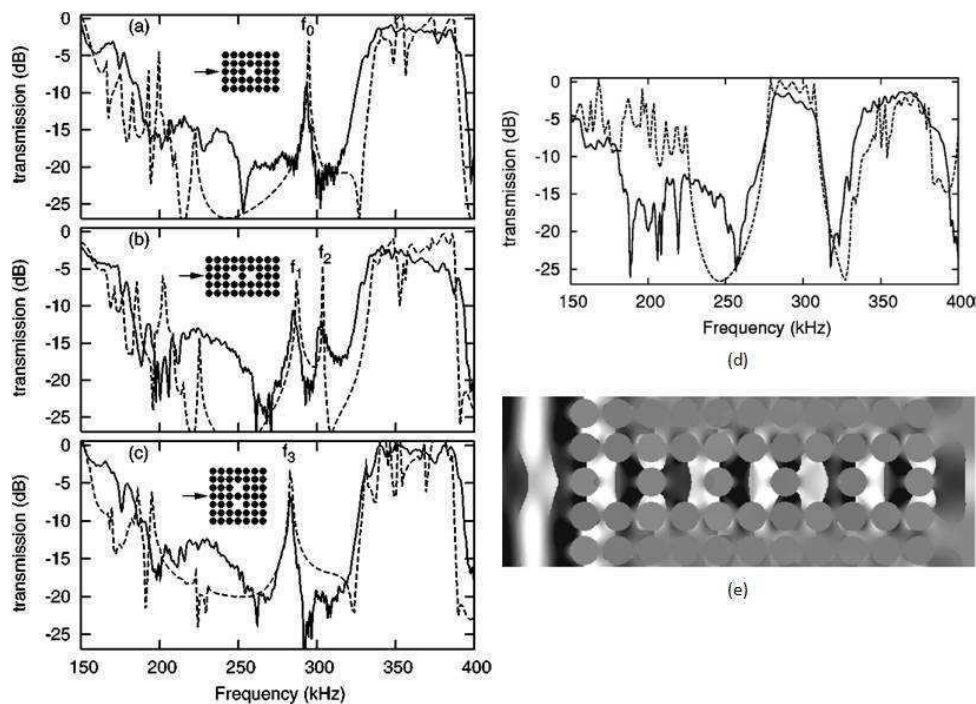


Figure I.13: Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon [20].

I.6.3 Couplage guides/cavités

Dans un premier temps on vient placer une cavité sur le bord d'un guide, comme indiqué sur la Figure I.14 [21]. Ces dispositifs sont réalisés en plaçant des cylindres d'acier dans l'eau selon une maille carrée. Le guide d'onde décrit précédemment procurait une bande passante dans la bande d'arrêt, l'adjonction d'une cavité au guide provoque deux creux de transmission dans la bande passante. La longueur de la cavité modifie la fréquence des résonances, même si la cavité se trouve à cheval de chaque côté du guide (comme indiqué sur la Figure I.14). Si on vient mettre plusieurs cavités le long du guide on forme alors une nouvelle bande d'arrêt dans la bande passante du guide.

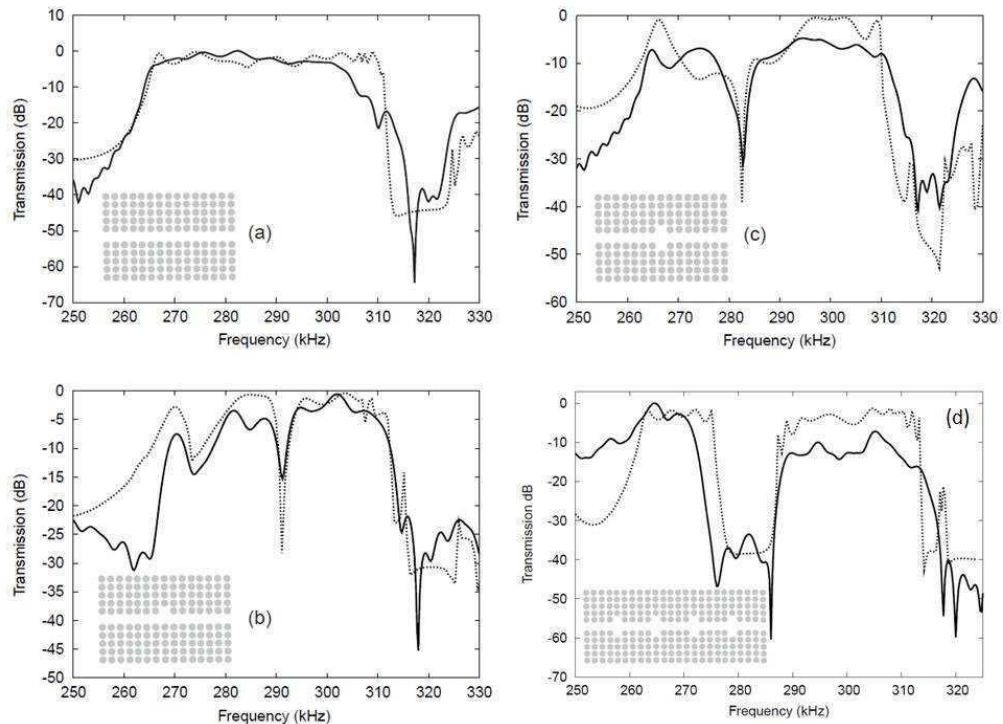


Figure I.14 Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés, d'après [21]

I.6.4 Filtrage et multiplexage des ondes acoustiques

La propriété de filtrage est la capacité de séparer et sélectionner des éléments à partir d'un flux. Il s'agit de séparer les ondes acoustiques ayant des fréquences déterminées à partir d'un paquet de fréquences initiales.

En effet, en exploitant la bande interdite phononique, il est possible d'éliminer certains paquets d'ondes indésirables sur des intervalles de fréquences bien déterminés.

Le guidage Permet, quant à lui, de laisser passer certaines fréquences dans la gamme fréquentielle de la bande interdite afin d'isoler une information parmi d'autres transportées par l'onde. La figure II.15 illustre le principe de réalisation d'un dispositif de multiplexage permettant l'insertion ou l'extraction de certaines fréquences des ondes acoustiques.

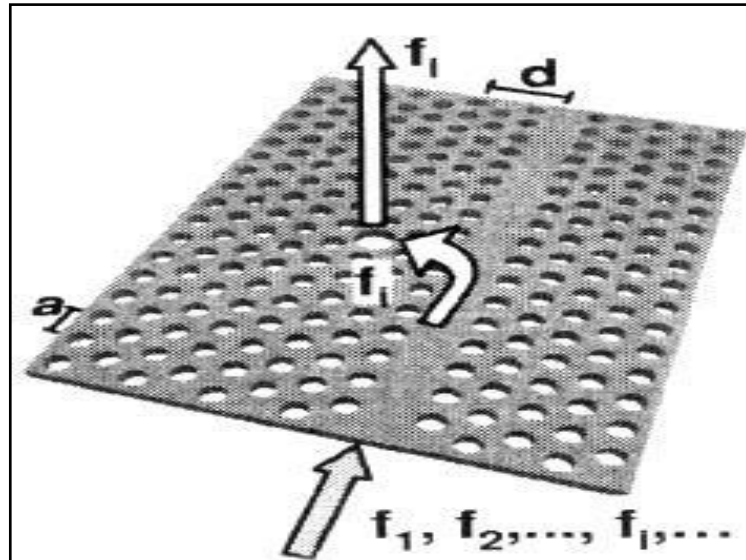


Figure I.15: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage [22]

I.7 Conclusion

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques présentant des propriétés acoustiques très importantes. Ils sont le sujet de nombreux travaux de recherche et suscitent beaucoup d'intérêt dans le cadre de l'isolation phonique et l'imagerie médicale par exemple. En effet, cette périodicité est l'origine de l'ouverture d'une bande interdisant la propagation des ondes acoustiques dans le cristal. C'est cette propriété qui nous intéresse et que nous voulons de mettre en évidence. Tout d'abord, nous avons présenté les cristaux phononiques en commençant par quelques concepts fondamentaux : tels que les différentes classes des cristaux phononiques ainsi que les différentes familles des réseaux cristallins en cristaux 2D. Puis, nous avons expliqué les bandes d'arrêt des cristaux phononiques et l'influence de quelques paramètres sur les propriétés de ces bandes.

CHAPITRE II

METHODES NUMERIQUES DE SIMULATION

II.1 Introduction

Les cristaux phononiques constitués de réseaux périodiques d'inclusions à une, Deux ou trois dimensions peut agir fortement sur la propagation des ondes élastiques où acoustiques. Cette nouvelle classe de matériaux périodiques présente un domaine de recherche d'ébullition exponentielle et en évolution permanente.

Aujourd'hui, la communauté scientifique dispose de nombreuses méthodes numériques efficaces pour simuler la propagation des ondes élastiques ou acoustiques au sein des cristaux phononiques telles que :

La méthode des éléments finis (finite element method) (FEM) incluant la Méthode de décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion) (PWE), et la méthode des Différences finies dans le domaine temporel (finite difference time-domain method) (FDTD), toutes ces méthodes ont été développées pour déterminer les structures des bandes électroniques ; elles sont étendues pour calculer celles des cristaux photoniques et phononiques, en particulier celles des cristaux phononiques unidimensionnels.

II.2 Cristaux phononiques unidimensionnels

Les cristaux phononiques unidimensionnels constitués de deux matériaux homogènes solides différents, représente un choix raisonnable pour cette expérience. Un matériau solide homogène peut être caractérisé par sa densité ρ et par les vitesses transversale et longitudinale c_T et c_L auxquelles se propagent les ondes élastiques dans le matériau.

Un matériau solide homogène peut également être caractérisé par la densité ρ et les coefficients de Lamé λ et μ ou, de manière équivalente, par la densité ρ , le module de Young E et le coefficient de Poisson ν . Les matériaux solides formant le cristal phononique unidimensionnel peuvent être caractérisés par trois ensembles différents de propriétés mécaniques, à savoir, $\{\rho, \text{les vitesses transversales, les vitesses longitudinales}\}$, $\{\rho, \lambda, \mu\}$ ou $\{\rho, E, \nu\}$ [23].

II.2.1 Structure périodique 1D finie

Le cristal phononique le plus simple est une structure périodique unidimensionnelle constituée de couches solides homogènes alternées de densités ρ_1 et ρ_2 , de vitesses transversales c_{T1} et c_{T2} et de vitesses longitudinales c_{L1} et c_{L2} noyées dans un matériau solide homogène et caractérisées par les paramètres mécaniques ρ_0 , c_{T0} , et c_{L0} comme il est illustré sur la figure II.1.

Les épaisseurs des couches le long de la direction x sont données par t_1 et t_2 . Comme la structure est unidimensionnelle, les couches solides homogènes s'étendent indéfiniment dans le plan x,y,z et les propriétés mécaniques du cristal phononique $\rho = \rho(x)$, $c_T = c_T(x)$ et $c_L = c_L(x)$ varient périodiquement direction unique dans l'espace (direction x dans notre cas). Nous considérons que les ondes élastiques sont normalement incidentes à la surface du cristal phononique unidimensionnel. Le cristal phononique unidimensionnel étant constitué de deux matériaux solides, les ondes mécaniques se propagent dans les structures périodiques sous forme d'ondes élastiques. En complète analogie avec le cas électromagnétique, considérons une onde plane élastique (transversale ou longitudinale) qui est normalement incidente à la surface d'un cristal phononique ayant une bande interdite phononique (Figure II-1) [23].

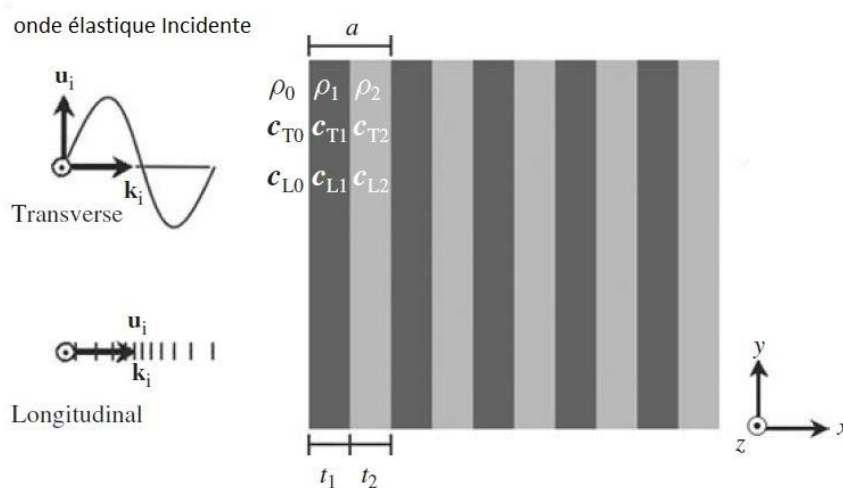


Figure II.1 : cristal phononique unidimensionnelle finie [23]

La structure périodique comprend 10 couches solides homogènes alternées avec Densités ρ_1 et ρ_2 , transversales et longitudinales vitesses c_{T1} , c_{T2} , c_{L1} et c_{L2} , et les épaisseurs t_1 et t_2 , respectivement. Les propriétés mécaniques du cristal phononique sont $\rho = \rho(x)$, $c_T = c_T(x)$ et $c_L = c_L(x)$. Les ondes élastiques d'incidence normale aux couches d'un milieu solide homogène caractérisé par ρ_0 , c_{T0} et c_{L0} se propagent périodiquement le long de la direction x (Transversale ou longitudinale).

II.2.2 Structure périodique 1D infinie

En suppose que le cristal phononique est infini, Autrement dit, tout l'espace est considéré comme rempli de la structure périodique unidimensionnelle. Cette hypothèse nous permet d'utiliser des techniques numériques relativement simples pour établir

l'existence de bandes interdites phononiques. Elle est également plus appropriée car elle traite directement de la propagation des ondes dans le cristal phononique. Notons que, par définition, les bandes interdites phononiques sont des plages de fréquences pour lesquelles les ondes mécaniques ne sont pas autorisées à se propager dans la structure périodique.

Dans cette section, nous supposons que le cristal phononique unidimensionnel s'étend infiniment dans l'espace et nous nous intéressons à la question de savoir si une onde élastique de fréquence est autorisée à se propager dans la structure périodique infinie.

Nous avons vu que pour une onde élastique se propageant au sein d'un matériau solide homogène, la relation entre la fréquence ω et le vecteur d'onde k est donnée en fonction du caractère transversal ou longitudinal de l'onde.

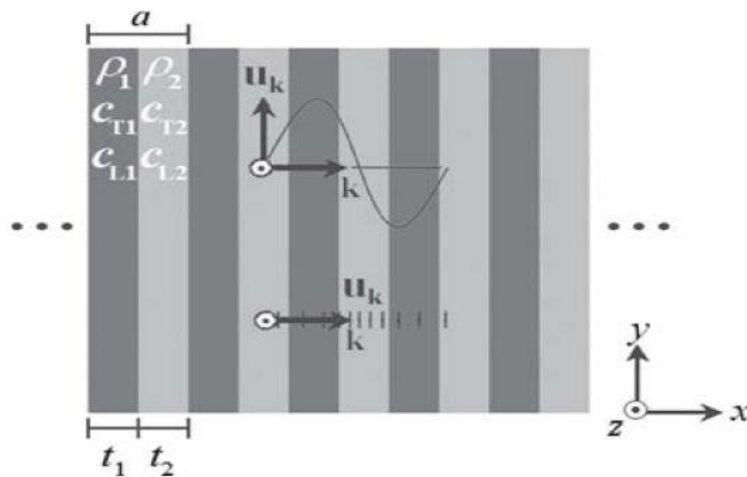


Figure II.2: cristal phononique unidimensionnelle infinie

Où $\rho = \rho(x)$, $c_T = c_T(x)$ et $c_L = c_L(x)$ sont les propriétés mécaniques du cristal phononique unidimensionnel, et $u_x = u_x(x)$, $u_y = u_y(x)$ et $u_z = u_z(x)$ sont les composantes cartésiennes du vecteur de déplacement spatial $u = u_k(x)$. Cela signifie que les ondes élastiques peuvent se propager indépendamment dans le cristal phononique unidimensionnel sous forme d'ondes élastiques longitudinales (qui sont données par u_x) ou d'ondes élastiques transversales (qui sont données par u_y et u_z). Ceci est cohérent avec la symétrie du cristal phononique unidimensionnel [Figure II-2], où la propagation d'une onde élastique transversale avec le vecteur d'onde $k = k_x \hat{x}$ et une composante de déplacement u_y orientée dans la direction y équivaut à la propagation d'une onde élastique transversale avec le vecteur d'onde $k = k_x \hat{x}$ et une composante de déplacement u_z le long de z .

Dans un cristal phononique solide-solide unidimensionnel infini. La structure périodique se compose d'un arrangement infini de couches solides homogènes alternées avec des densités ρ_1 et ρ_2 , transversales et vitesses longitudinales c_{T1} , c_{T2} , c_{L1} et c_{L2} , et les épaisseurs t_1 et t_2 . Les cristaux phononiques infinis, présentent des bandes interdites phononiques. Ces structures sont étudiées en calculant la relation de dispersion $\omega = \omega(k)$ pour les ondes élastiques propageant dans le cristal phononique [23].

II.3 Méthode de décomposition en ondes planes

II.3.1 Introduction à la méthode PWE

La décomposition en ondes planes, communément appelée PWE, est sans doute la méthode la plus utilisée dans les domaines où les systèmes étudiés sont généralement périodiques en particulier dans les cristaux photoniques et les cristaux acoustiques. Cette technique a été utilisée initialement pour obtenir les états d'énergie électroniques dans un cristal métallique périodique. Elle a été ensuite largement utilisée en photonique puis en phononique pour calculer les diagrammes de bandes. Dans le domaine de la phononique, du fait de la périodicité des structures étudiées, le champ de déplacement et les paramètres d'élasticité sont décomposés en ondes planes périodiques suivant les directions de la périodicité du cristal.

Le théorème de Bloch est appliqué afin de ramener l'étude au niveau d'une cellule élémentaire de périodicité du système en révélant les conditions aux limites périodiques. Le système d'équations de mouvement est ensuite développé et ramené à un problème classique basé sur la recherche des valeurs propres. Ce dernier permet de calculer les modes propagatifs des ondes et de tracer la structure de bandes. Durant ces dernières années, la PWE a montré son efficacité dans le calcul des structures à bandes interdites acoustiques pour différents types de systèmes : structures bidimensionnelles de types solides/composites ou solide-air, cristaux phononiques 1D ou 2D constitués d'une plaque avec inclusions périodiques, pour la propagation d'ondes de Lamb, systèmes présentant un ou plusieurs défauts, ainsi que le guidage des ondes dans des systèmes finis. La méthode PWE a aussi fait ses preuves dans l'étude des milieux anisotropes ou dispersifs pour les ondes de surfaces ainsi que les milieux piézoélectriques. Elle a également été modifiée et améliorée afin de calculer la structure de bandes interdites complexes pour la propagation des ondes évanescentes. D'autre part, et à cause de la formulation plus variable, cette méthode permet l'intégration de nouvelles conditions relatives à la propagation comme le substrat. La méthode PWE représente un des outils de modélisation privilégié dans le

domaine des cristaux photoniques et phononiques. Elle permet de représenter de façon assez directe, du point de vue du formalisme mathématique comme de la mise en oeuvre numérique, la propagation de champs (électromagnétiques ou de déplacement) dans un milieu périodique. Elle est d'ailleurs bien connue en acoustique où elle est employée pour simuler des structures périodiques de type transducteurs composites qui trouvent leurs applications dans le domaine de l'imagerie médicale par exemple [24].

II.3.1.1 Principe et formulation

Le principe de base de la méthode de décomposition en ondes planes consiste à décomposer en séries de Fourier les champs propagatifs dans le domaine fréquentiel, c'est-à-dire dans le référentiel défini par le réseau réciproque du cristal. Kushwaha et al. [25] ont en particulier appliqué cette méthode dans le cas d'un réseau bidimensionnel, en limitant toutefois dans un premier temps leur analyse à des milieux isotropes et à des champs de déplacement purement transverses. Dans cette configuration, les polarisations dans le plan et hors plan du champ de déplacement peuvent être découplées.

Dans un solide homogène et isotrope le champ de déplacement ou vecteur de déplacement élastique dépend du temps t et de la position r , il peut se décomposer sous la forme [26] :

$$\rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \vec{\nabla} (\rho(\vec{r}) c_{11}(\vec{r})^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (\text{II.1})$$

Où c_{11} est définie pour être la constante élastique C_{11} . On peut maintenant développer C_{11} , et la densité par une série de Fourier, c'est dû au rapport périodique de nature des deux dimensions de PC.

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sigma(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.2})$$

$$C_{11}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \beta(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.3})$$

Où G et R sont les vecteurs en réseaux directe et réciproque respectivement. En supposant une onde plane de solution et la périodicité de la moyenne ; on peut invoquer Bloch de résoudre pour de théorème éq. II.4, pour lesquelles le champ de déplacement est :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \sum_{\vec{G}} \vec{u}_k(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.4})$$

Ici \vec{k} est le vecteur Bloch à deux dimensions. En bref, la combinaison d'eq. II.5a-b avec équation. II.7, on peut formuler un ensemble infini d'équations pour lesquelles les valeurs propres, $\omega(\vec{k})$, et vecteurs propres, $u_k(\vec{G})$, peut être trouvée :

$$\sum_{\vec{G}} [\sigma(\vec{G} - \vec{G}')(\vec{K} + \vec{G})(\vec{K} + \vec{G}') - \beta(\vec{G} - \vec{G}')\omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \quad (\text{II.5})$$

On peut maintenant étudier les deux dimensions pour un cristal phononique en réseau réciproque avec la fraction de remplissage f . La densité et les constantes élastiques prend la forme :

$$q(\vec{G}) = \begin{cases} xf + y(1-f) \equiv \bar{z}, \text{ for } \vec{G} = 0 \\ (x-y)F(\vec{G}) \equiv \Delta z F(\vec{G}), \text{ for } \vec{G} \neq 0 \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

Où q est représenté par σ ou β et x, y représentent la densité ou constants élastiques pour les inclusions et matrix. Le facteur de structure $F(\vec{G})$ est donnée par :

$$F(\vec{G}) = \frac{1}{A} \int_A d^2r e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.7})$$

Où A est le domaine de l'inclusion unit cellule et l'intégration s'effectue sur l'inclusion. On pout maintenant réfute Eq. II.8 Come :

$$\begin{aligned} & \sum_{\vec{G} \neq \vec{G}'} F(\vec{G} - \vec{G}') [\Delta \alpha (\vec{K} + \vec{G})(\vec{K} + \vec{G}') - \Delta \beta \omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}') \\ & + \left[\bar{\sigma} |\vec{K} + \vec{G}|^2 - \beta \omega^2 \right] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

La formulation antérieure de vagues dans un matériau périodique démontre qu'il peut être résolu numériquement pour déterminer les fréquences propres et vecteurs propres pour un ensemble donné de vecteurs d'onde. Il est de pratique courante pour trouver les fréquences propres pour les vecteurs d'onde qui sont dans la zone de Brillouin irréductible

(c.-à-d. les directions de symétrie élevée). Afin d'obtenir une bonne convergence avec cette méthode, le nombre d'ondes planes doit être bien choisir [27].

Exemple : tige de cristal phononique 1D

Une tige 1D PnC infinie composée de deux matériaux, à savoir l'aluminium et l'époxy, est considérée. Ce PnC est illustré à la Figure II-3, où les couleurs bleu et blanc représentent les couleurs époxy et aluminium, respectivement.

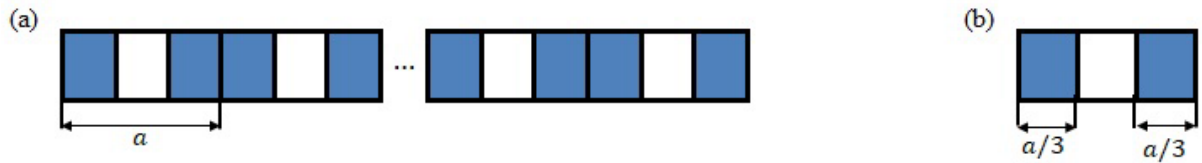


Figure II.3 : (a) Représentation schématique du barreau PnC 1D avec des cellules élémentaires en aluminium (blanc) et époxy (bleu). (b) La cellule d'unité de tige PnC [28].

La longueur de l'aluminium au milieu de la cellule est $aA = 0.05$ m et la longueur de l'époxy. Les parties sont $aB = 0.01$ m, où les indices A et B sont associés à l'aluminium et à l'époxy, Ainsi, la longueur de la cellule est égale à $a = aA + 2aB = 0,07$ m. La géométrie de la tige PnC et les propriétés des matériaux sont indiqué dans le tableau II.1

| Geometry/Property | Value |
|--|---|
| Unit-cell length (a) | 0.07 m |
| Square cross section area ($S = b \times h$) | 0.01×0.01 m ² |
| Young's modulus (EA, EB) | 77.6×10^9 N/m ² , 4.35×10^9 N/m ² |
| Mass density (ρ_A, ρ_B) | 2730 kg/m ³ , 1180 kg/m ³ |

Tableau II.1: Géométrie de la tige PnC et propriétés des matériaux[28].

La figure II-4(a), illustre la structure de bande, c'est-à-dire la partie réelle du vecteur d'onde de Bloch réduit par rapport à fréquence calculée à partir de la formulation de la sous-section à l'appendice A), en utilisant $M = 10$ termes harmoniques dans l'extension en série de Fourier. Par choisir $M = 10$ implique que $m = -m = [-10, \dots, 10]$, ce qui signifie $2M + 1 = 21$ avion vagues. Les premières bandes et les premières bandes interdites du type Bragg sont illustrés à la Figure II-4 (b) en bleu. Régions ombragées

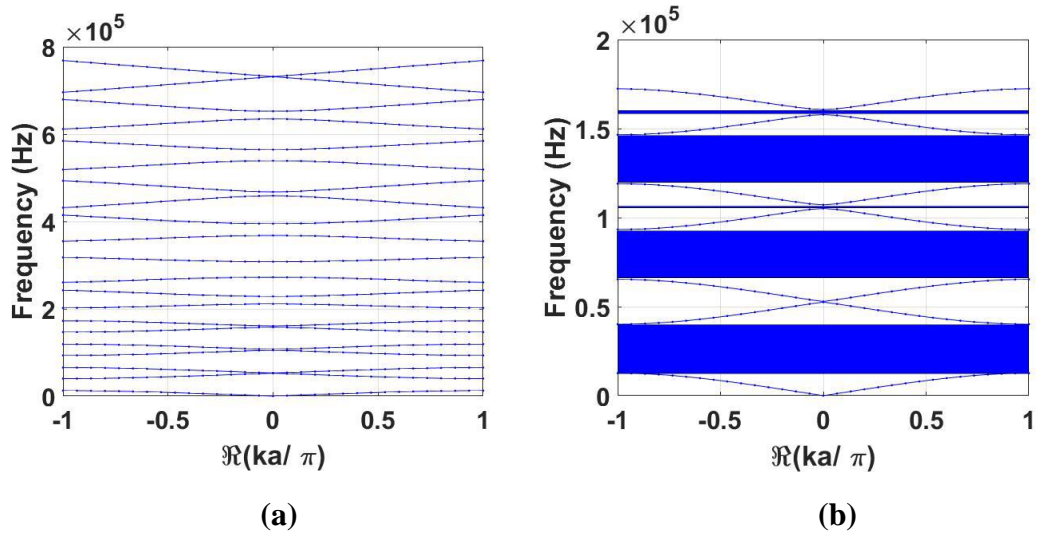


Figure II.4: Structure de bande du cristal phononique 1D calculée par l'approche PWE, en considérant 21 ondes planes (a). Les bandes interdites de type Bragg en bleu (b) [28].

II.3.1.2 Avantages et inconvénients de la méthode

Les décompositions de cette méthode sont des solutions exactes. La méthode est particulièrement bien adaptée au problème des solutions modales. Les problèmes de grande taille peuvent être résolus en utilisant des techniques itératives, comme la méthode du gradient conjugué.

Que ce soit pour le problème aux valeurs propres normal ou généralisé, un petit nombre seulement d'indices de bande dans le diagramme est nécessaire, reposant souvent sur les côtés de la zone de Brillouin. Ceci correspond aux solutions des modes propres en utilisant des techniques itératives et non à la diagonalisation de toute la matrice.

Il arrive que de faux modes apparaissent. Les problèmes de grande taille s'exécutent en, la méthode PWE est assez consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire.

Parmi les alternatives figurent la méthode spectrale et les méthodes utilisant FDTD qui sont plus simples et plus indépendants du modèle [3].

II.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel

Il s'agit de modéliser un problème de transmission d'une onde élastique à travers une structure constituée au minimum de deux matériaux et faisant intervenir des objets périodiques dans une matrice. Ce type d'objet est très difficile à modéliser : la description de la structure doit en effet tenir compte de la globalité de l'objet tout en respectant les détails fins le constituant, principalement au niveau des interfaces. La méthode des différences finies (FDTD) a été introduite pour les cristaux phononiques par Tanaka et al.

[29, 30] pour la dispersion et par Sigalas et Garcias [31, 32] pour la transmission. Ces auteurs ont montré l'efficacité de la méthode tant pour le calcul du coefficient de transmission que pour celui des courbes de dispersion des cristaux phononiques [33, 34]. Avec les bonnes conditions de convergence, les résultats concordent parfaitement avec ceux de la PWE dans la détermination des bandes interdites. La méthode FDTD présente des inconvénients, qui sont liés au nombre de ressources informatiques qu'elle requiert, pour connaître en tout point et à chaque instant les composantes du champ de déplacement. En effet, dès lors que l'on cherche à modéliser des structures à trois dimensions, les temps de calculs augmentent considérablement. Toutefois, l'évolution des capacités de mémoires, de rapidité des ordinateurs et la parallélisation des codes permet de compenser ces désagréments.

II.4.1 Principe de la méthode FDTD

Le principe de la méthode est de discrétiser les équations d'élasticité dans le domaine temporel et spatial. Il est alors possible de calculer les champs de déplacement associés à une onde acoustique en fonction du temps et en tout point de l'espace discrétisé selon un maillage très fin. Elle propose de passer par une discrétisation des opérateurs aux dérivées partielles plutôt que par la diagonalisation de matrices comme pour la méthode des ondes planes ou des éléments finis. L'avantage de cette méthode réside dans la simplicité de sa mise en œuvre et la connaissance de toutes les composantes des champs de déplacement à tous les instants et dans tout l'espace. La méthode étant entièrement explicite, elle ne nécessite aucune inversion de matrice et possède de ce fait une bonne efficacité de calcul. Enfin, la FDTD peut reproduire le comportement d'une onde électromagnétique ou acoustique sur une large bande de fréquence par une simple transformée de Fourier. Son principe est très proche des méthodes expérimentales. Le principe de cette méthode consiste à introduire une excitation dans le système. Puis, on détecte l'évolution de la déformation élastique $u(x,y,z,t)$ et de la vitesse $v(x,y,z,t)$ au cours du temps. Au bout d'un temps suffisant, par transformée de Fourier, on obtient une réponse fréquentielle du système à la déformation initiale. On peut alors obtenir des informations telles que les courbes de dispersion et les coefficients de transmission. Pour la courbe donnant les coefficients de transmission, on normalise la transformée de Fourier du signal transmis par celle obtenue pour le système sans cristal phononique. Comme beaucoup de méthodes de simulation.

II.4.1.1 Application de FDTD pour le calcul des bandes

La première étape dans la résolution des équations de mouvement consiste à isoler une cellule de périodicité de la structure phononique en appliquant la condition périodique de Bloch, introduite en FDTD par Hsieh et al [35]. Si le calcul de structure de bandes dans la PWE et la FEM se ramène à la résolution d'un problème matriciel de recherche de valeurs propres, l'approche adoptée dans la FDTD est bien différente.

En effet, dans le calcul des courbes de dispersion par la FDTD, les modes de vibration de la structure phononique sont déterminés pour chaque valeur de k . Pour se faire, une source d'excitation à large bande fréquentielle est introduite à un endroit de la cellule. Une onde acoustique est ainsi générée par cette source et se propage dans la cellule unité en conformément aux conditions de Bloch. Après plusieurs itérations temporelles, les modes de vibration de la cellule apparaissent. En relevant les valeurs du champ de déplacement en fonction du temps sur un point de la cellule, les modes peuvent être obtenus à partir des pics de résonance du spectre du champ de déplacement. Figure- II.5. montre un exemple de spectre de champ de déplacement pour une structure phononique unidimensionnelle.

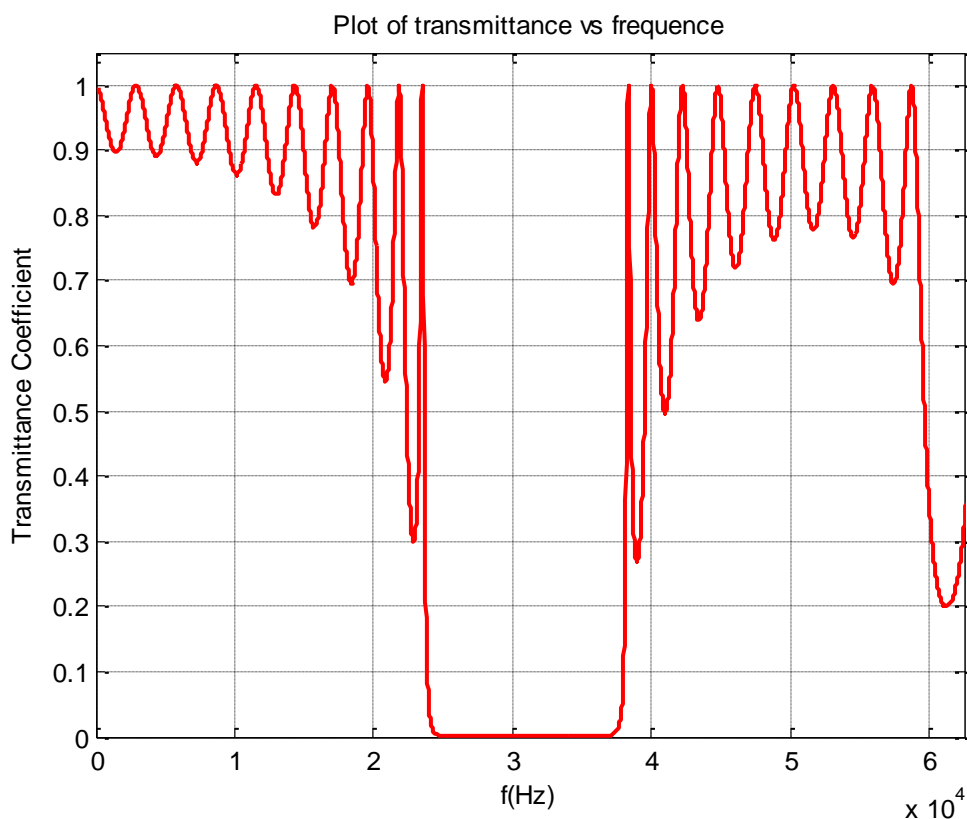


Figure II.5 : coefficient de transmittance en fonction de la fréquence

II.4.1.2 Calcul du coefficient de réflexion et de transmission

Pour déterminer l'ensemble des matrices de réflexion et transmission sur chacune des faces d'entrée et de sortie d'une rangée, il est nécessaire d'explicitier les formes des différents potentiels pour chaque cas (acoustique, entropique et tourbillonnaire). Dans un premier temps, ces trois potentiels sont écrits en fonction des coefficients de réflexion et transmission constituant les 18 matrices décrites précédemment. Une seconde formulation où les potentiels sont exprimés en fonction des champs diffusés et incidents autour d'un cylindre de la rangée est ensuite proposée. Une identification entre ces deux formulations conduit à l'expression exacte des coefficients de réflexion et transmission recherchés. Le problème est traité parallèlement pour les trois potentiels mis en jeu [36].

II.4.1.3 Conditions aux limites PML (Perfectly Matched Layer)

L'une des solutions la plus efficace et la plus utilisée est la condition aux limites dite PML (Perfect Matching Layer) qui consiste à ajouter autour de la fenêtre de calcul des couches absorbantes. La formulation mathématique de la PML en FDTD a été introduite pour la première fois par Bérenger [37] pour les ondes électromagnétiques régies par les équations de Maxwell. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} . Elle a été ensuite reformulée par Chew et Liu [38] pour les ondes élastiques en ajoutant une propriété d'amortissement au niveau des discrétisations FDTD du domaine PML. Deux conditions sont à respecter par la PML : la première réside dans le fait qu'elle doit présenter une adaptation d'impédance parfaite au niveau de l'interface entre les deux milieux. Dans ce cas, l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. La seconde condition est liée à l'épaisseur de la couche absorbante qui doit être suffisamment grande pour éviter les réflexions aux bords des PML (tout en restant plus petite pour ne pas trop alourdir les calculs).

II.4.1.4 Avantages et limitations de la méthode FDTD

La méthode FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide puisque le nombre d'opérations arithmétiques mises en œuvre à chaque itération est faible.

Elle met en jeu, des concepts et des outils de résolutions élémentaires, cette méthode permet de :

- Obtenir en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure.
- Offrir la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.

- Modéliser des structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes. La méthode FDTD nécessite l'utilisation d'une grille cartésienne cela entraîne des difficultés pour faire des raffinements locaux. En particulier, les géométries courbées doivent être approchées par des courbes en escalier.

La FDTD possède des limitations telles que :

- Le schéma de Yee impose une discrétisation en mailles régulières.
- Il faut des longueurs d'arêtes entre $\lambda /16$ et $\lambda /20$ pour avoir la convergence en maillage.
- Il est difficile de prendre en compte des matériaux dispersifs.
- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.
- La FDTD étant un schéma explicite, le pas temporel maximal est relié au pas spatial par une condition de stabilité.
- Le pas de maillage et par conséquent le pas sur le temps sont liés à la plus petite longueur d'onde λ considérée. Un maillage typique aura au moins 10 mailles par longueur d'onde pour garantir une précision acceptable sur la solution. Donc, pour traiter un objet de taille 100λ , il faudra un maillage $1000 \times 1000 \times 1000$, soit 6 milliards d'inconnues scalaires, d'où un coût mémoire très important sur de gros maillages. Le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D.

II.4 La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis, appelée aussi FEM (Finit Element Method), est largement utilisée dans la simulation numérique pour la résolution des équations aux dérivées partielles, décrivant les phénomènes physiques. Cette technique est utilisée au départ dans les problèmes liés aux structures mécaniques lesquels nécessitent la recherche des solutions de contraintes et de déformations dans un milieu élastique. Elle est appliquée aussi dans le cas de l'étude de la propagation des ondes acoustiques / élastiques dans les cristaux phononiques. Parmi ses applications en phononique est le calcul des courbes de dispersion d'un cristal phononique 2D formé d'inclusions cylindriques dans une plaque [39]. L'ouverture de bandes interdites ainsi que le guidage des ondes élastiques dans ces structures à inclusions ont été aussi étudiés par Djafari-Rouhani et en utilisant la méthode des éléments finis.[40] T. Chen et T-T. Wu [41] se sont intéressés aussi aux structures de bandes et au guidage des ondes élastiques, mais dans un nouveau type de CP constitué de

cylindres déposés périodiquement sur une plaque d'aluminium. Dans toutes ces études, la FEM a montré son efficacité en termes de convergence et de temps de calcul, comparée à la PWE, notamment dans le cas des plaques finies.

II.5.1 Principe général

La méthode des éléments finis est adaptée pour résoudre presque tous les types d'équations aux dérivées partielles régissant un problème physique quelconque, en particulier les équations relatives à la propagation des ondes élastiques. Pour une onde acoustique ou élastique se propageant dans un milieu cubique ou isotrope, les équations de propagation s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} -\rho\omega^2 u_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{11} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ -\rho\omega^2 u_y = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{11} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ -\rho\omega^2 u_z = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{11} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Ce système d'équations sont ajoutées les conditions aux limites qui contraignent les solutions recherchées [5].

II.5.2 Formulation variationnelle ou forme faible

Afin de décrire plus aisément la méthode des éléments finis, nous partirons d'une formulation plus générale en écrivant le système (III.2) plutôt sous la forme suivante :

$$-\nabla \cdot (C\nabla u) = \omega^2 u \quad (\text{II.10})$$

En principe de la méthode des éléments finis peut se résumer comme suit :

- L'écriture sous la forme variationnelle : les équations aux dérivées partielles sont écrites sous une forme variationnelle vérifiée pour des fonctions test appartenant à un espace vectoriel bien défini.
- La discrétisation : la solution du problème variationnelle est décomposée dans la base d'un espace vectoriel de dimension finie. Les éléments de cette base sont appelés les fonctions de La formulation variationnelle du problème est ensuite exprimée en fonction des fonctions de forme de l'espace, et le système est finalement écrit sous forme matricielle. La résolution du système matriciel permet d'obtenir la fonction solution du problème [5].

II.5.3 Maillage de fonctions de forme et résolution

La résolution du problème se fait dans un espace V de fonction bien défini à dimension infinie. Pour le calcul numérique, l'étape suivante consiste à choisir un sous-espace vectoriel de travail, de dimension finie N , inclus dans V . L'espace d'approximation $N \subset V$ est construit par la mise en place d'un maillage du domaine. Le maillage est un découpage du domaine de résolution W en un nombre fini de sous domaines disjoints deux à deux et définis par des points appelés nœuds. Les bords de ces sous domaines définissent un réseau de frontières liant ces nœuds dans tout le domaine compact W [5].

II.5.4 Convergence

La convergence de la solution dépend de la construction de l'espace d'approximation $N \subset V$. Plus la dimension N de ce dernier est grande, plus l'espace de décomposition est grand, et meilleure est l'interpolation de la solution qui se rapproche de la solution recherchée sur V . Au niveau du maillage, l'augmentation des éléments de la base de l'espace V implique un plus grand nombre de nœuds, et donc des sous domaines du maillage car, au moins une fonction de forme (élément de base de $N \subset V$) est associée à chaque nœud. En somme, plus le maillage n'est fin et bien distribué dans le domaine, mieux la solution est approchée.

Par ailleurs, le maillage est d'une importance capitale dans la méthode des éléments finis. En effet, le choix de la forme des sous-domaines du maillage ainsi que les fonctions de forme sont déterminants dans le degré d'approximation souhaité pour la solution recherchée.

Aussi, il est très utile de prédire la forme et les variations de la fonction solution afin de déterminer le maillage le plus adapté pour mieux l'approcher. D'un autre côté, plus le nombre d'éléments du maillage est grand, plus le temps nécessaire au calcul de la solution est long, du fait de l'augmentation du nombre de fonctions de forme, et par conséquent des matrices de rigidité et de masse. Malgré cela, cette méthode reste, dans beaucoup de configurations, plus efficace et rapide comparée à d'autres méthodes [5].

II.6 Méthode de diffusion multiple

La méthode de diffusion multiple (**MSM**) découla de la méthode Korring- Kohn-Rostoker (**KKR**), développée initialement pour le calcul de la structure électronique des solides. Le succès de cette méthode réside dans le calcul des structures de bandes électroniques et électromagnétiques. Son application a été étendue à des problèmes acoustiques ou élastiques, pour calculer les structures de bande phononique. Elle est

également susceptible de calculer la transmission de ces ondes dans les matériaux composites à structure périodiques et aléatoires, ce qui n'est pas le cas pour la méthode de développement en ondes planes, alors que la MSM semble être numériquement efficace.

Dans un système périodique ou aléatoire formé de tiges (diffuseurs), par exemple, parallèles à une direction donnée, de section quelconque (circulaire, carré, rectangulaire, elliptique...) insérées dans une matrice, l'onde incidente sur chaque diffuseur est la somme des ondes diffusées par tous les autres diffuseurs. D'où l'appellation diffusion multiple. Dans ce qui suit nous détaillons la méthode sur laquelle s'appuiera ce travail, éventuellement la méthode de développement en ondes planes (**PWE**) [25-41-45].

II.7 Conclusions

Les techniques PWE, FDTD, MEF et MSM sont devenues des méthodes numériques et outils incontournables pour simuler le comportement mécanique des structures à cristaux phononiques lors d'une propagation d'onde acoustique dans un milieu élastique. Ainsi, à partir des équations de mouvement élastique, elles ont permis aux chercheurs d'accéder aux calculs des courbes de dispersion de ces systèmes ainsi que leurs coefficients de transmission d'onde acoustique / élastique. Chacune de ces méthodes numériques, ayant une formulation différente, présente des avantages et des inconvénients, et est plus ou moins adaptée à l'étude de tel ou tel autre système. Ainsi, le choix de la méthode de calcul se base essentiellement sur son degré de complexité et d'adéquation avec le système étudié, et dépend du comportement physique que l'on envisage d'observer, des objectifs fixés, et enfin des moyens de calculs.

Les chercheurs essaient-ils toujours de mettre en place d'autres méthodes Numériques plus performantes à tous les égards. Simultanément, de nouvelles idées ont vu le jour pour palier des problèmes qui peuvent surgir lors de calcul numérique.

CHAPITRE III

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

III.1 Introduction

Au cours de ce chapitre on va étudier en premier temps les variations de la bande interdite phononique d'un cristal unidimensionnel parfait d'une structure composée par l'alternance de N couches de Niobate de lithium (LiNbO_3) et N couches de la silice (SiO_2) pour cela, on va utiliser deux codes écrits en Matlab afin de comprendre les conditions d'ouverture des bandes interdites phononiques. En second temps, notre intérêt sera porté sur l'étude d'un cristal phononique unidimensionnel avec défaut. L'étude de l'influence des différents paramètres physiques (la masse volumique et la vitesse de propagation) et les géométriques tels que : le facteur de remplissage et le nombre de couches sur les variations du spectre de transmission.

III.2 Structure étudiée

Dans cette section, on examinera la propagation des ondes élastiques longitudinales dans un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) par deux méthodes ; la méthode des ondes plane en expansion (PWE), ensuite par la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

La figure 1 illustre la structure étudiée avec son unité élémentaire. La structure est un cristal phononique 1D fini composé de deux matériaux de propriétés élastiques différentes ; le matériau A (LiNbO_3) en bleu et le matériau B (SiO_2) en jaune, le cristal est formé par l'empilement de N bicouches $\text{LiNbO}_3/\text{SiO}_2$.

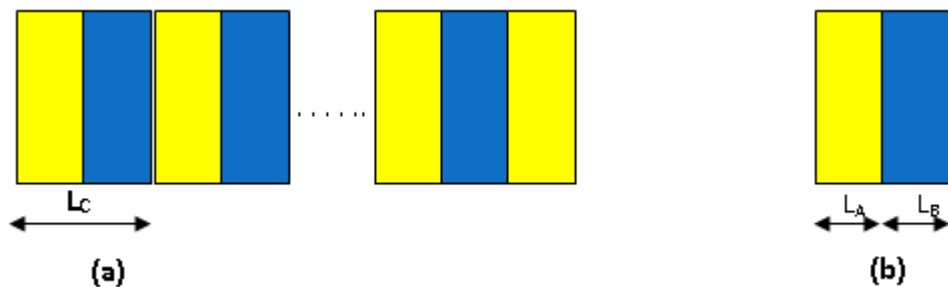


Figure III.1: (a) Représentation schématique du PnC-1D composé de LiNbO_3 (bleu) et SiO_2 (jaune). (b) La cellule d'unité du cristal phononique

La période du réseau est $L_C = L_A + L_B = 1 \text{ mm}$

Où : L_A : l'épaisseur de la couche de LiNbO_3 en bleu ; $L_A = 0.5 \text{ mm}$

L_B : l'épaisseur de la couche de SiO_2 en jaune ; $L_B = 0.5 \text{ mm}$

Les constantes d'élasticité de la matrice et des inclusions constituant le cristal 1D sont illustrées par le tableau III.1.

| Matériau | ρ (Kg/m ³) | V_T (m/s) | v_L (m/s) |
|--------------------|-----------------------------|-------------|-------------|
| LiNbO ₃ | 4674 | 4030 | 6574 |
| SiO ₂ | 2600 | 3370 | 5840 |

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux utilisés

III.2.1 Diagramme de dispersion

En utilisant un code écrit en Matlab pour le calcul de la bande interdite phononique d'un cristal unidimensionnel par la méthode des ondes plane en expansion (PWE), nous avons obtenu le diagramme de dispersion représenté sur les figures 2 (a) et (b).

La figure III.2 (a) illustre le diagramme de bande dans le cas d'une onde élastique longitudinale qui se propage à travers le cristal 1D, alors que la figure 2(b) représente le diagramme de dispersion pour une onde transversale. Les bandes en bleu représentent les bandes interdites phononiques apparues pour les deux types d'ondes.

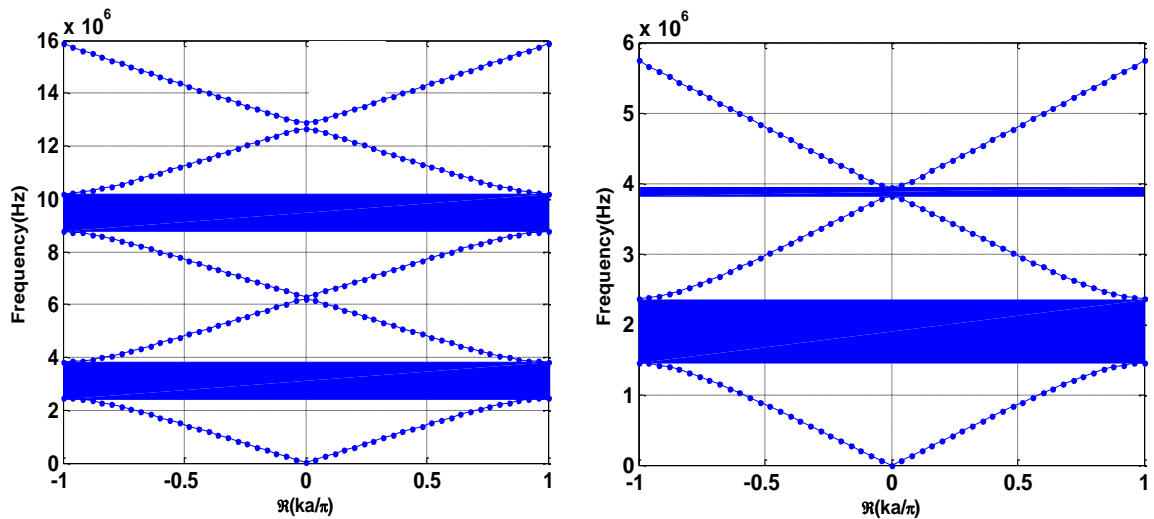


Figure III.2 : Diagramme de dispersion obtenu par la méthode PWE pour un cristal 1D.

(a) pour une onde longitudinale, (b) : pour une onde transversale

III.2.2 Spectre de transmission

En utilisant un code en Matlab de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), nous avons obtenu le spectre de transmission en fonction de la fréquence pour les deux types d'ondes : onde longitudinale et onde transversale. Sous les mêmes

Conditions indiquées précédemment, d'après les spectres il est clair l'apparition d'une bande interdite phononique entre [2.398, 3.785] MHz pour une onde longitudinale (la courbe discontinue en rouge). D'autre part, il est clair aussi l'apparition de deux bandes interdites phononiques pour les ondes transversales (la courbe en bleu continue) ; la première entre 1.382 MHz et 2.286 MHz et la deuxième entre 3.55 et 3.675 MHz.

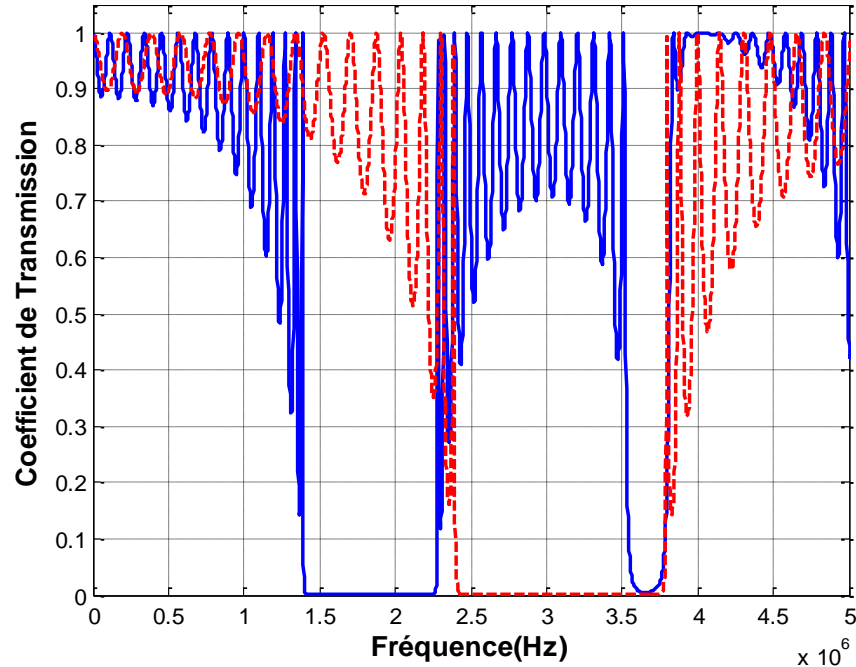


Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence ; (a) pour une onde transversale (en bleu continue), (b) pour une onde longitudinale (en rouge discontinue)

Dans ce qui suit notre intérêt est basé sur la propagation d'une onde longitudinale à incidence normale à travers le cristal phononique 1D.

III.2.3 Coefficient de transmission et de réflexion

III.2.3.1 Propagation d'une onde longitudinale

La figure III.4(a) illustre le spectre de transmission pour la propagation d'une onde longitudinale à travers une structure multi-couches. Alors que, la figure III.4(b) illustre le spectre de réflexion pour la propagation d'une onde longitudinale à incidence normale. D'après les deux spectres, il est clair que le cristal phononique 1D considéré présente une bande dans la gamme des fréquences comprise entre 2.398 et 3.785 MHz.

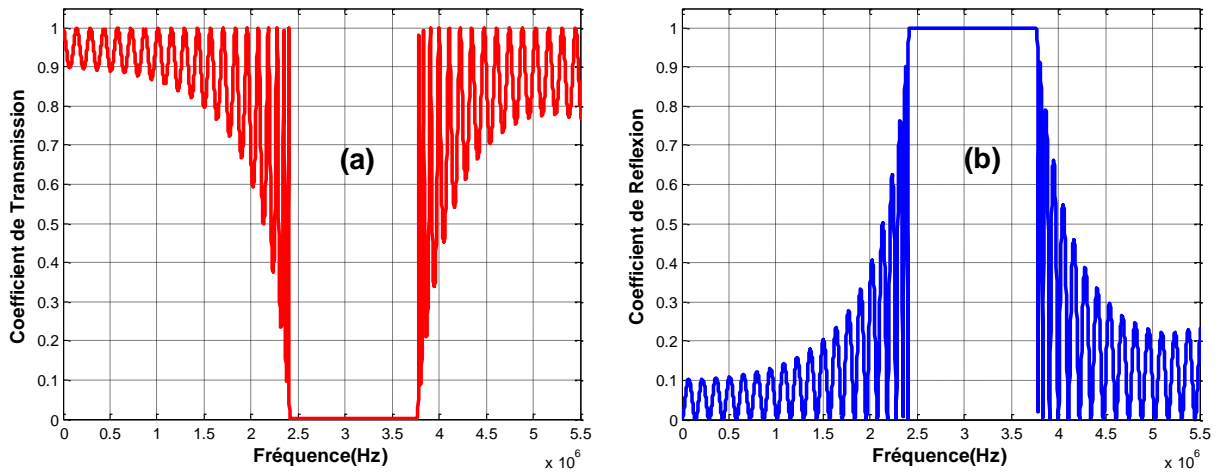


Figure III.4 : Spectre de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale : (a) coefficient de transmission, (b) : coefficient de réflexion

III.2.3.2 Propagation d'une onde transversale

La figure III.5(a) illustre le spectre de transmission pour la propagation d'une onde transversale à travers une structure périodique unidimensionnelle. Alors que, la figure III.5(b) illustre le spectre de réflexion pour la propagation d'une onde transversale. D'après les spectres, il est clair que le cristal phononique 1D présente deux bandes interdites phononiques ; l'une dans la gamme des fréquences comprise entre 1.382 MHz et 2.286 MHz et l'autre dans la gamme des fréquences comprise entre 3.5 et 3.8 MHz.

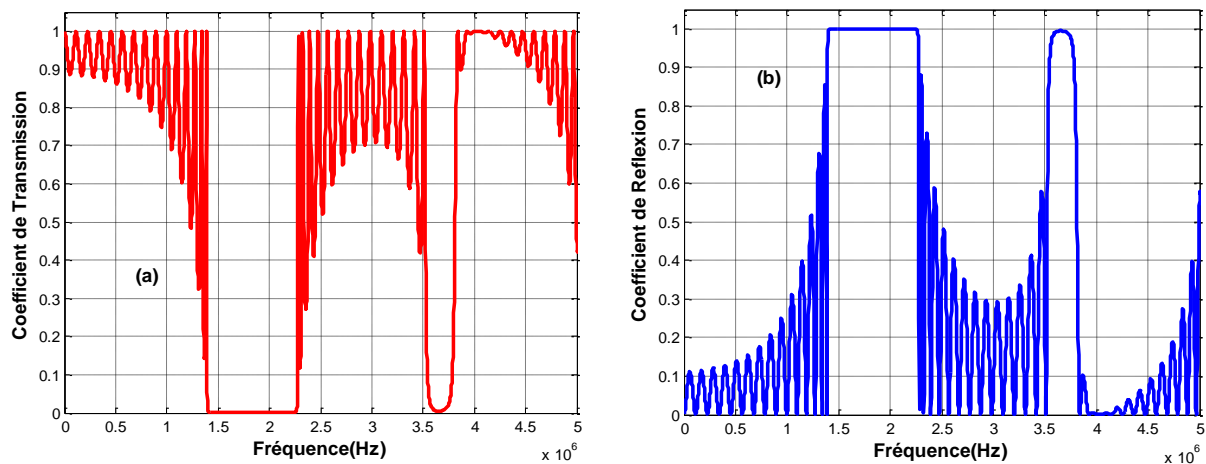


Figure III.5 : Spectre de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde transversale : (a) coefficient de transmission, (b) : Coefficient de réflexion

III.3 Etude de la bande interdite phononique

Dans la section suivante, on va analyser et étudier l'influence de certains paramètres géométriques et physiques sur les variations de la bande interdite dans le cas d'un cristal phononique unidimensionnel parfait.

III.3.1 Influence du nombre des couches

La figure III.6 montre le spectre de transmission en fonction le nombre de couches utilisées dans la construction du cristal phononique 1D formé par les N bicouches LiNbO₃/SiO₂. Les figures (a), (b), (c) et (d) sont obtenus pour N=10, N=20, N=30 et N=40 respectivement. D'après les résultats obtenus, il est clair que plus le nombre de bicouches est élevé plus la bande interdite est plus raide.

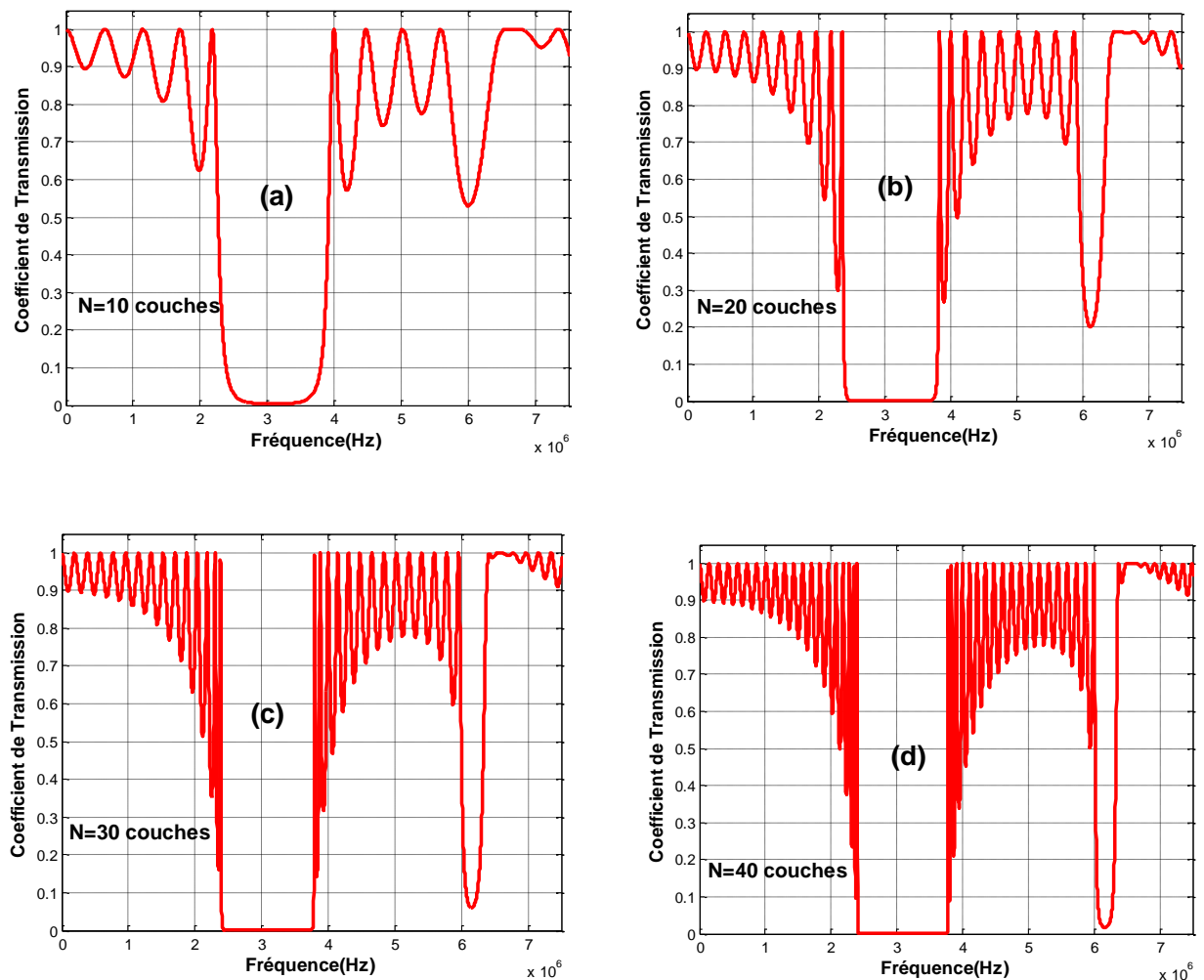


Figure III.6: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale : (a) pour N=10, (b) pour N=20, (c) N=30 et (d) pour N=40 couches

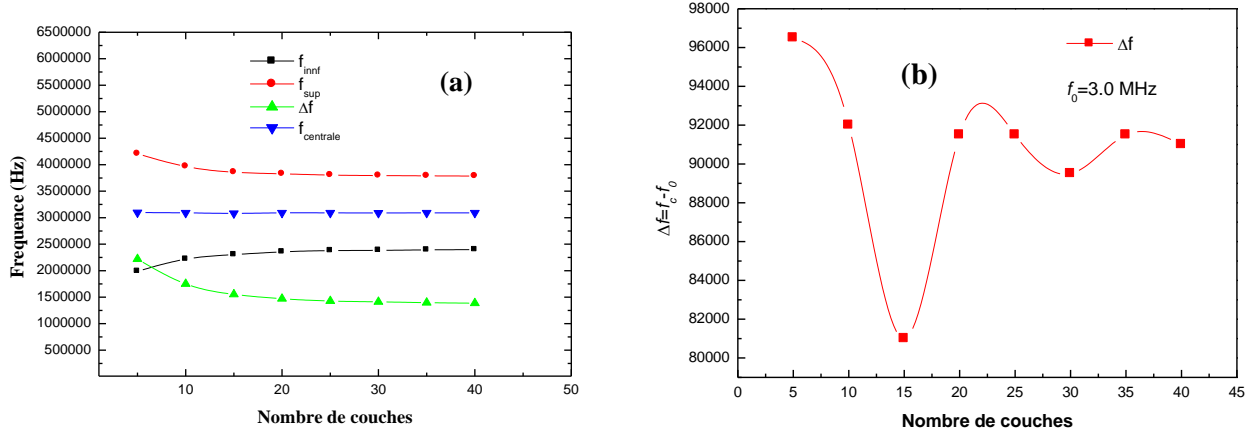


Figure III.7: (a) Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du nombre de couches, (b) Evolution de la fréquence centrale en fonction du nombre de couches.

III.3.2 Influence des paramètres physiques

Dans le paragraphe suivant, on s’intéresse à l’étude de l’influence de quelques paramètres élastiques notamment la masse volumique et la vitesse de propagation longitudinale sur les propriétés de la bande interdite.

III.3.2.1 Influence de la masse volumique

Les spectres illustrés sur les figures III.8 (a) et (b) sont obtenues pour deux contrastes différents, $\Delta\rho=500 \text{ kg/m}^3$ et 2500 kg/m^3 respectivement.

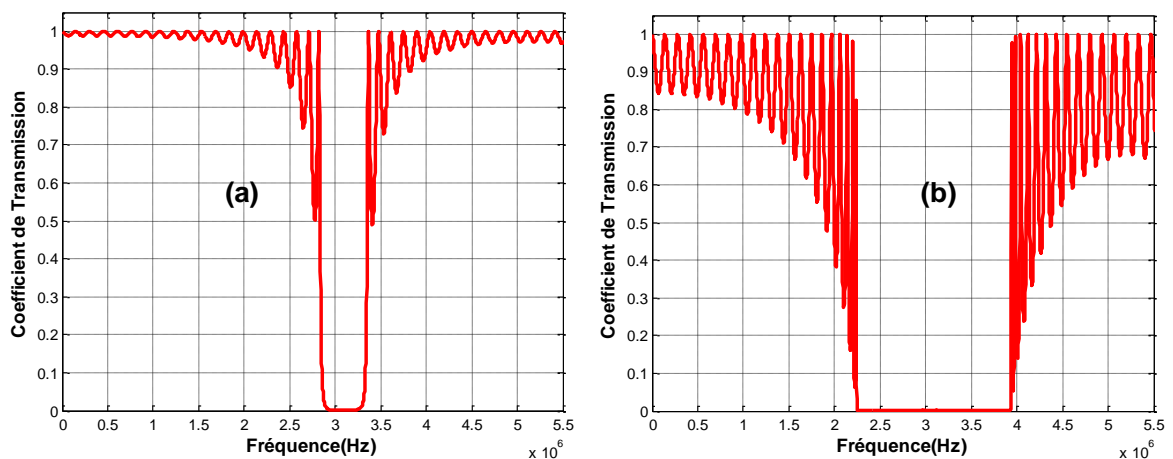


Figure III.8: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d’un cristal phononique 1D : (a) Pour $\Delta\rho= 500 \text{ kg/m}^3$, (b) Pour $\Delta\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$

Le tableau III .2 représente les différentes valeurs (limite inférieure, limite supérieure et largeur de la bande) obtenues après une série de simulation. Les paramètres géométriques sont fixés tout d’abord.

| $\Delta\rho$ (kg.m ⁻³) | f_{inf} (Hz) | f_{sup} (Hz) | Δf (Hz) | f_c (Hz) |
|---------------------------------------|----------------|-------------------|--------------------|---------------|
| 500 | 2.34608 E6 | 3.14904 E6 | 0.80295 E6 | 2.74756 E6 |
| 1000 | 2.37649 E6 | 3.32603 E6 | 0.94953 E6 | 2.85126 E6 |
| 1500 | 2.40776 E6 | 3.53533 E6 | 1.12756 E6 | 2.97155 E6 |
| 2000 | 2.43992 E6 | 3.78739 E6 | 1.34747 E6 | 3.11365 E6 |
| 2500 | 2.47297 E6 | 4.09738 E6 | 1.62441 E6 | 3.28517 E6 |
| 3000 | 2.50693 E6 | 4.48716 E6 | 1.98023 E6 | 3.49704 E6 |
| 3500 | 2.54179 E6 | 4.98567 E6 | 2.44388 E6 | 3.76373 E6 |
| 4000 | 2.57757 E6 | 5.61662 E6 | 3.03905 E6 | 4.0971 E6 |

Tableau III.2. Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes

La figure III.9 illustre les propriétés de la bande phononique ouverte en fonction du contraste dans la masse volumique entre les deux matériaux du cristal LiNbO₃/SiO₂. D'après les résultats obtenus, il est clair que plus le contraste dans la masse volumique est élevé, plus la largeur de la bande ouverte est importante.

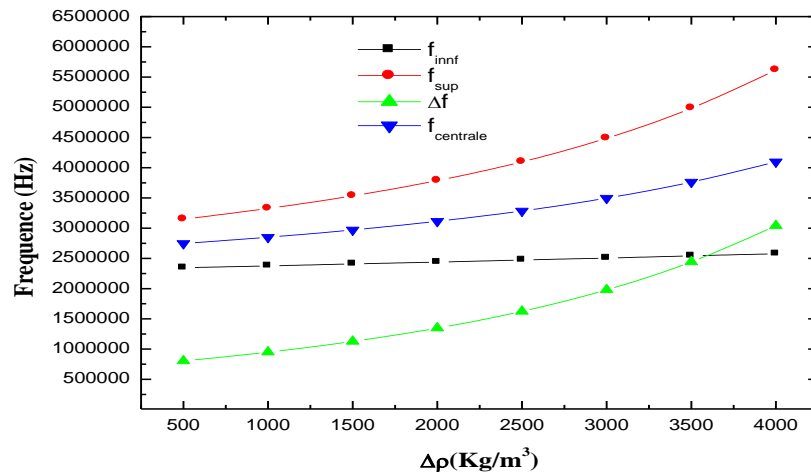


Figure III.9: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du contraste dans la masse volumique en Kg/m³

III.3.2.2 Influence de la vitesse longitudinale

Pour étudier l'influence du contraste dans la vitesse de propagation des ondes sonores dans le cristal phononique considéré. Tout d'abord, il est nécessaire de fixer les autres paramètres géométriques et la masse volumiques. Ensuite, nous avons réalisé une série de simulation en utilisant le même Code MATLAB.

La figure III.10 illustre le coefficient de transmission on fonction de la fréquence pour deux valeurs de la vitesse de propagation longitudinale V_L (m/s).

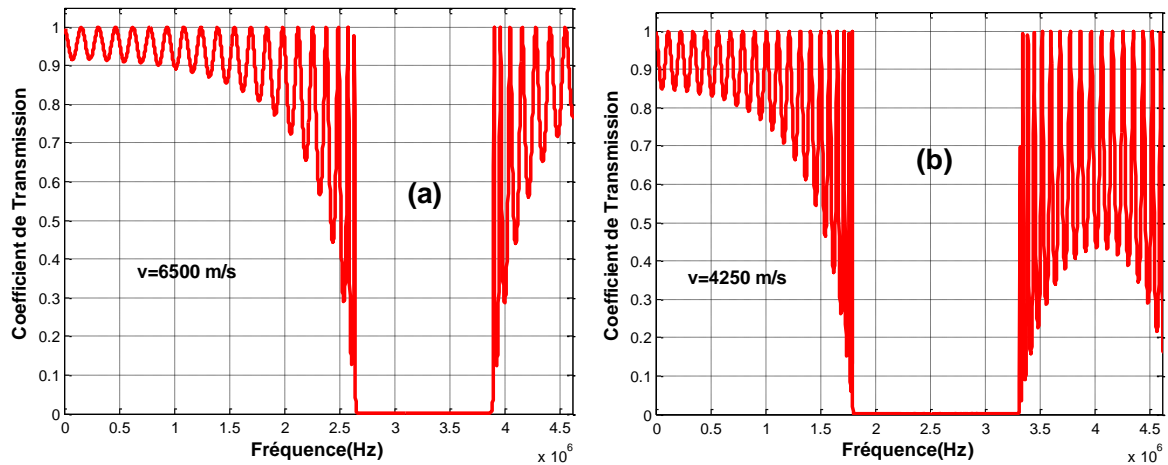


Figure III.10: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $\Delta V = 74$ m/s, (b) Pour $\Delta V = 2324$ m/s

Dans le tableau III.3, nous avons reporté les variations de la bande interdite phononique en fonction de la vitesse de propagation longitudinale.

| ΔV (m.s ⁻¹) | f_{inf} (Hz) | f_{sup} (Hz) | Δf (Hz) | f_c (Hz) |
|---------------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------|------------|
| 74 | 2635000 | 3902000 | 1267000 | 3268500 |
| 174 | 2599000 | 3886000 | 1287000 | 3242500 |
| 324 | 2547000 | 3862000 | 1315000 | 3204500 |
| 574 | 2457000 | 3816000 | 1359000 | 3136500 |
| 824 | 2364000 | 3766000 | 1402000 | 3065000 |
| 1074 | 2272000 | 3710000 | 1438000 | 2991000 |
| 1324 | 2178000 | 3648000 | 1470000 | 2913000 |
| 1574 | 2082000 | 3579000 | 1497000 | 2830500 |
| 1824 | 1986000 | 3501000 | 1515000 | 2743500 |
| 2074 | 1889000 | 3414000 | 1525000 | 2651500 |
| 2324 | 1789000 | 3345000 | 556000 | 2567000 |
| 2574 | 1662000 | 3209000 | 1547000 | 2435500 |

Tableau III.3: influence de vitesse longitudinale sur les propriétés des bandes interdites.

Les résultats de simulation sont obtenus en modifiant le même code en Matlab. La figure III.11 illustre les évolutions de la largeur et la location des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation longitudinale de la matrice.

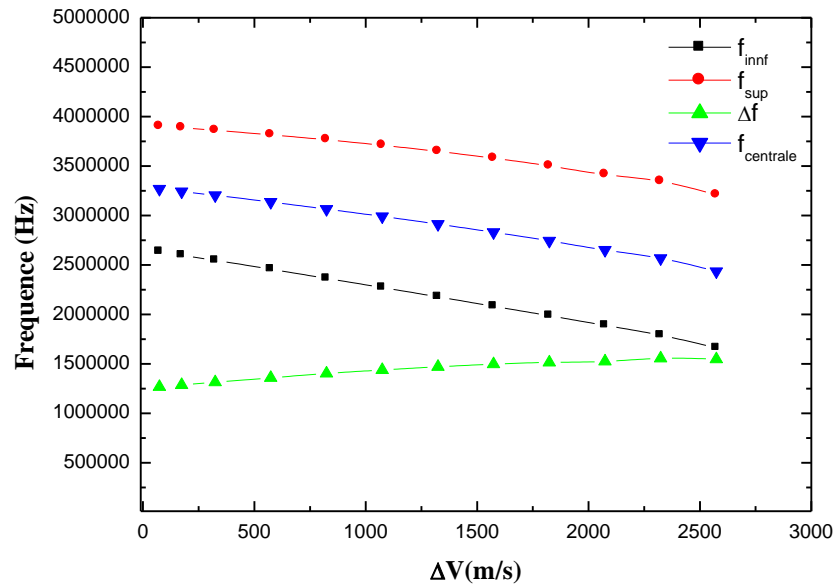


Figure III.11: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation.

Ces résultats sont obtenus en modifiant le même code en Matlab de la méthode FDTD. D'après les courbes, on peut conclure que plus la vitesse de propagation augmente, les fréquences limites supérieure, inférieure et la fréquence centrale f_c augmentent.

III.3.3 Influence des paramètres géométriques

Il est intéressant d'étudier l'influence des paramètres géométriques sur les variations de la bande interdite phononique ; dans le paragraphe suivant on va étudier l'effet du facteur de remplissage ($ff=L_a/L_c$). En pratique, il est préférable de travailler avec le facteur de remplissage au lieu des paramètres géométriques individuellement.

Cependant, pour une structure donnée, on peut définir un facteur de remplissage comme étant le rapport entre la surface occupée par l'inclusion sur la surface de la cellule élémentaire. Ce facteur de remplissage pour :

$$ff = L_a / L_c \quad (III.1)$$

Les figures III.12 (a) et (b) illustrent le coefficient de transmission respectivement pour un facteur de remplissage $ff = 20\%$ et un facteur de remplissage $ff = 80\%$.

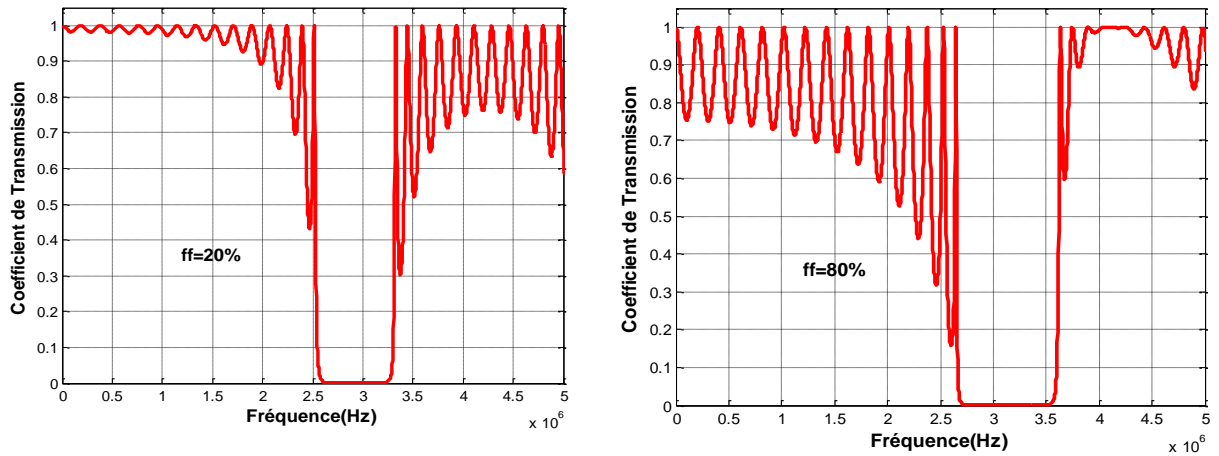


Figure III.12: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $ff=20\%$, (b) Pour $ff = 80\%$

La figure III.13 représente les variations des bandes interdites en fonction du facteur de remplissage pour la structure considérée. D'après les résultats obtenus on remarque qu'il y a un rapport entre le facteur de remplissage et la fréquence où l'augmentation de l'épaisseur de LiNbO_3 cause l'augmentation de la fréquence.

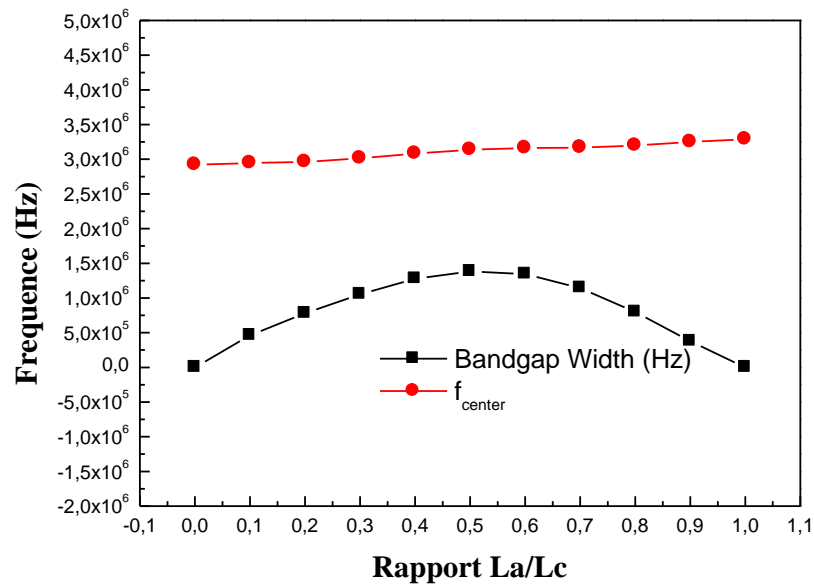


Figure III.13: Variations de la largeur de la bande phononique interdite en fonction de la fraction de remplissage

III.4 Etude d'un cristal phononique 1d avec défaut géométrique

III.4.1 La structure étudiée

La structure parfaite de base est composée par l'alternance de 20 couches de SiO₂/ LiNbO₃. Dans cette section, on va étudier l'influence d'un défaut géométrique sur la location et le taux de transmission du pic.

La figure III.14 illustre la structure d'un cristal phononique unidimensionnel formé par empilement de 20 couches SiO₂/LiNbO₃. Le défaut géométrique est une couche de SiO₂ située à la position N°10 d'épaisseur égale à la période c.à.d : $L_D = 2 * L_b = 1$ mm.

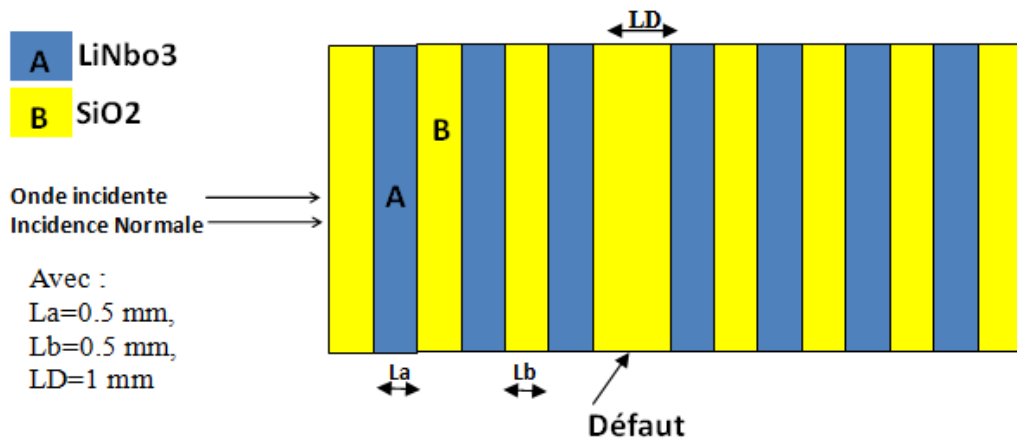


Figure III.14 : Représentation schématique d'un cristal phononique 1D avec défaut

Sur les figures III.15 (a) et (b), nous avons reporté les résultats de simulation obtenus en utilisant un code écrit en MATLAB.

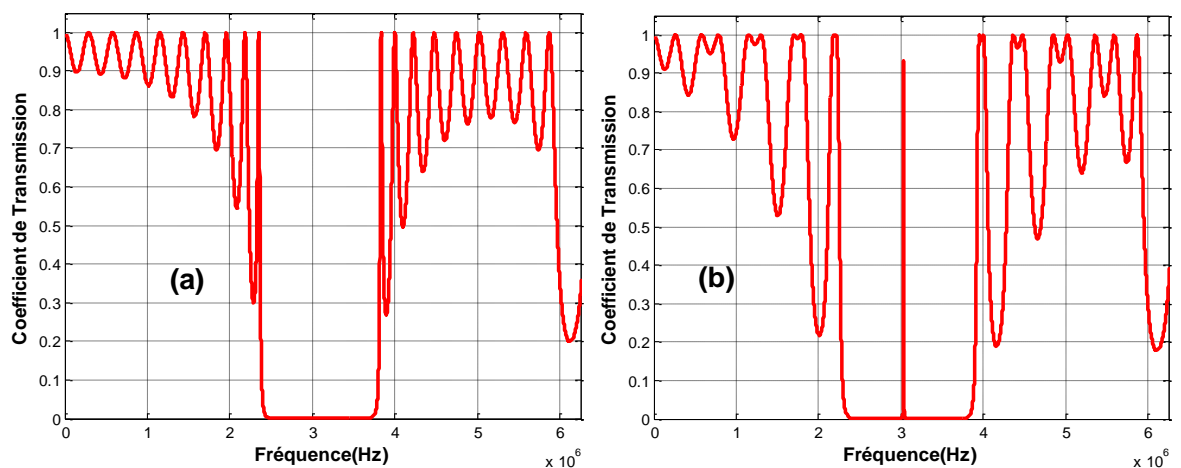


Figure III.15: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale : (a) pour un cristal phononique sans défaut, (b) : pour un cristal phononique avec défaut de largeur $LD = 2 * L_B$

La figure III 15 (a) illustre le coefficient de transmission on fonction de la fréquence pour un cristal parfait composé de 20 couches de LiNbO3/SiO2. Alors que, la figure III.15(b) illustre le coefficient de transmission en présence d'un défaut géométrique.

III.4.2 Résultats de simulation

Ensuite, dans le but d'étudier l'influence de la largeur du défaut sur le spectre de transmission d'une onde longitudinale à incidence normale qui se propage à travers le cristal, nous avons effectué une série de simulations en utilisant le même code. La figure III.16 (a) montre l'existence d'un pic de transmission importante pour différentes largeurs du défaut (L_D : 0.8mm, 0.9 mm, 1 mm, 1.1 mm et 1.2 mm. La figure III.16 (b), illustre l'évolution de la fréquence de résonance c'est à dire la position où la location du en fonction de la largeur du défaut, il est clair que plus la largeur augmente, plus le pic se déplace vers les basses fréquences.

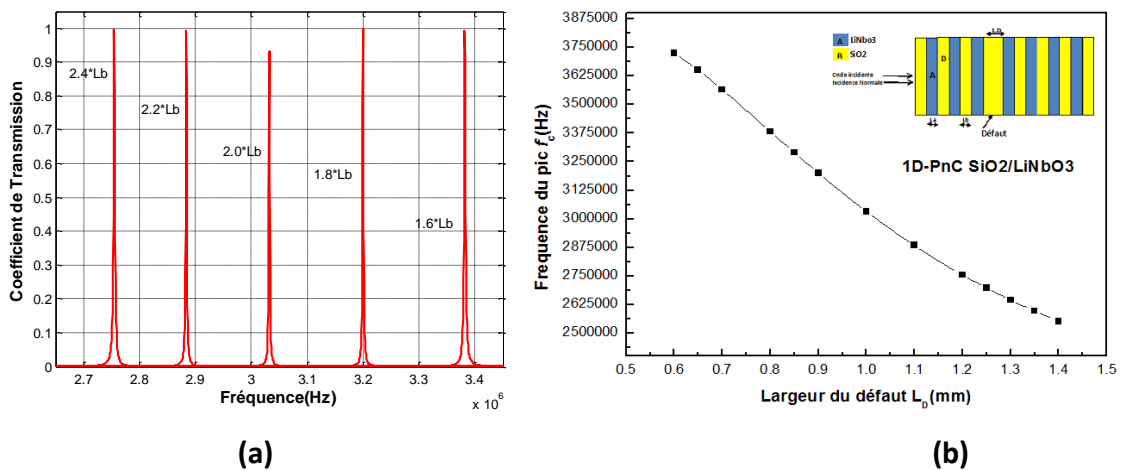


Figure III.16: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes largeurs du défaut. (b) Evolution de la fréquence du pic en fonction la largeur du défaut.

III.5 Etude d'un cristal phononique 1d avec défaut physique

Dans le paragraphe suivant on s'intéresse à l'étude d'un cristal phononique unidimensionnel (PnC-1D) avec défaut physique.

III.5.1 La structure étudiée

La structure étudiée est un cristal 1D composé de 10 bicouches SiO2/LiNbO3 (Figure III.17). Le défaut physique est une couche de silicium (Si) de largeur $L_D=2.8*L_b$ située à la position $N=10$. Ce dernier possède les propriétés élastiques indiquées dans le tableau ci-dessous.

| Matériau | ρ (kg/m ³) | v_T (m/s) | v_L (m/s) |
|--------------------|-----------------------------|-------------|-------------|
| LiNbO ₃ | 4674 | 4030 | 6574 |
| SiO ₂ | 2600 | 3370 | 5840 |
| Silicium (Si) | 2300 | 3500 | 5500 |

Tableau III.4 : Paramètres physiques des différents matériaux utilisés

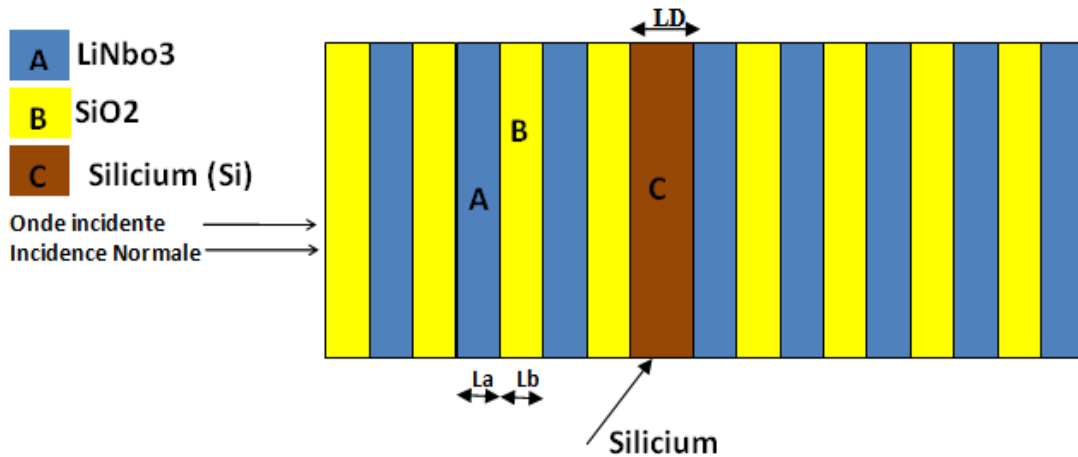


Figure III.17 : Représentation schématique d'un cristal phononique 1D avec défaut physique « couche de silicium d'épaisseur LD »

Sur les figures III.18 (a) et (b), nous avons reporté les résultats de simulation obtenus en utilisant un code écrit en MATLAB. La figure III 18 (a) illustre le coefficient de transmission on fonction de la fréquence pour un cristal parfait composé de 20 couches de LiNbO₃/SiO₂. Alors que, la figure III.18(b) illustre le coefficient de transmission en présence d'un défaut physique.

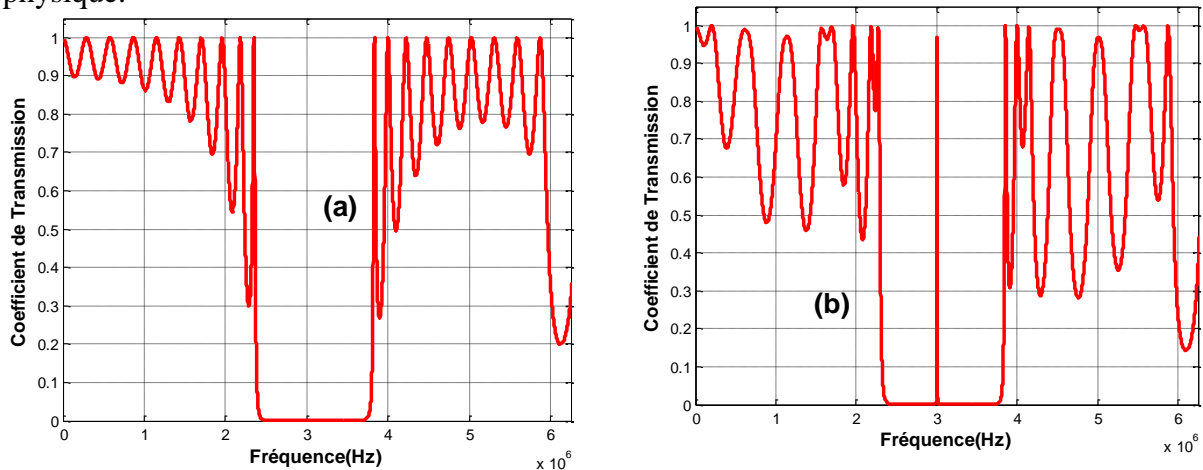


Figure III.18: Coefficient de transmission : (a) structure 1D sans défaut (b) avec défaut d'épaisseur $L_D = 2.8 * L_B$

III.5.2 Résultats de simulation

Ensuite, dans le but d'étudier l'influence de la largeur du défaut physique sur le spectre de transmission d'une onde longitudinale à incidence normale qui se propage à travers le cristal considéré, nous avons effectué une série de simulations en utilisant le même code.

La figure III.16 (a) montre l'existence d'une fréquence de résonance (pic) de transmission importante pour différentes largeurs du défaut (L_D : 1.0 mm, 1.1 mm, 1.2 mm, 1.3 mm et 1.4 mm). La figure III.16 (b), illustre l'évolution de la fréquence de résonance c. à. d la position où la location du pic en fonction de la largeur de la couche du silicium, il est clair que plus la largeur augmente, plus le pic se déplace vers les basses fréquences.

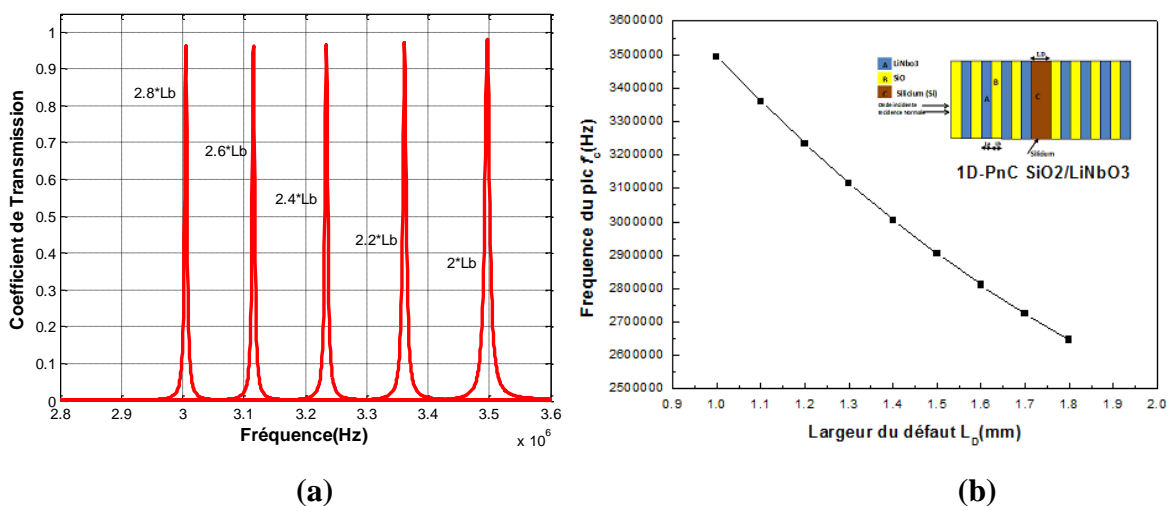


Figure III.19: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes largeurs du défaut, (b) Evolution de la fréquence du pic en fonction la largeur du défaut

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons eu l'occasion d'étudier la possibilité d'ouverture des bandes interdites dans le domaine fréquentiel des ondes acoustiques autour deux matériaux. Nous nous sommes intéressés à l'influence des paramètres géométriques notamment le facteur de remplissage d'une part et d'autre part des paramètres physiques en particulier la masse volumique et la vitesse de propagation longitudinale. Les différents calculs des bandes interdites pour le modèle d'un cristal phononique 1D démontrent que pour obtenir une bande interdite autour d'une fréquence donnée, il est nécessaire de régler les paramètres géométriques, il faut bien choisir les constituants du cristal et d'autre part, il faut bien choisir la topologie du cristal phononique Une comparaison entre un seul défaut ou plusieurs défauts dans la structure PnC est également effectuée. Il est important de noter que le type de matériau rempli de la couche de défauts doit être pris en compte pour comprendre les caractéristiques de la bande interdite.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Les cristaux phononiques sont des matériaux composites constitués de structures périodiques formées par deux matériaux différents à une, deux ou trois dimensions de l'espace. Cette nouvelle classe de matériaux pouvant agir fortement sur la propagation d'ondes élastiques ou acoustiques représente un domaine de recherche d'actualité. Durant ces dernières années un grand nombre de structures a été étudié et plusieurs approches théoriques ont été développées. Toutes ces études ont montré l'existence de propriétés physiques importantes, en particulier l'ouverture de bandes de fréquences interdites où aucune propagation d'onde n'est permise dans ces structures.

En effet, du fait que les ondes acoustiques s'étendent sur un large spectre en fréquence. Cela offre de nombreuses applications potentielles allant de l'isolation sonore au filtrage et traitement du signal acoustique en passant par les guides et les capteurs. Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude théorique et numérique d'ondes acoustiques dans les cristaux phononiques unidimensionnels (PnC-1D).

En utilisant deux codes en Matlab ; le premier concernant la méthode des ondes planes PWE et le second concernant la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD), nous avons étudié tout d'abord un cristal phononique 1D parfait formé par l'empilement de N bicouches LiNbO₃/SiO₂.

En premier lieu, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques et physiques (largeur des couches, densité et la vitesse de propagation longitudinale) sur la largeur et la position des bandes interdites phononiques ouvertes. Les simulations réalisées ont montré clairement l'ouverture des bandes interdites en fréquences dans l'intervalle 237.2 KHz et 381.1 KHz.

D'autre part, nous avons étudié les variations des bandes interdites en fonction des caractéristiques du défaut inclus dans la structure parfaite. Ce défaut peut être géométrique (la largeur...) ou physique par l'addition d'un nouveau matériau tel que le Silicium de différentes propriétés élastiques.

Les différents résultats de simulation ont montré clairement que la fréquence de résonance et le taux de transmission du pic apparaît dans la bande interdite sont liés aux caractéristiques géométriques et physiques du défaut.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] Doufene Med.a, mémoire de magister, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites dans la protection sismique des ouvrages de génie civil, 2013
- [2] A. bougressi, mémoire de magister, université mouloud mammeri de tizi-ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site », Année 2013.
- [3] W. HERIZ « Etude théorique de la propagation des ondes acoustique dans une membrane à cristal phononique bidimensionnels » mémoire de master université m'sila
- [4] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. Phys. Rev. Lett.71, 2022 (1993).
- [5] M. oudich, « Contribution à l'étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les régimes sonique et hypersonique : approches théorique et expérimentale », Docteur de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 4 novembre 2011.
- [6]. M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. Phys. Rev. Lett.71, 2022 (1993).
- [7] R. Martínez-Sala, J. Sancho, J. V. Sánchez, V. Gómez, J. Llinares, F. Meseger, "Sound Attenuation by Sculpture", Nature, 378, pp. 241, 1995.
- [8] S. kheffache, memoire de magister, université mouloud mammeri, tizi-ouzou, propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels, 2011.
- [9] Jaffre, T., "Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes", Thèse de doctorat - Université de Limoges,(2005).
- [10] Ho, K.M., Chan, C.T. et Soukoulis, C. M., Phys. Rev . Lett. 65, 3152, 1990.
- [11] Van Der Biest, F., "Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés ", Thèse de doctorat - Université de Paris 7, (Janvier 2006).

- [12] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, "Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap.
- [13] M. GORISSE, Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques, docteur de l'université de grenoble, 17 Novembre 2011.
- [14] S. kheffache, mémoire de magister, université mouloud mammeri, tizi-ouzou, « propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels », 2011.
- [15] R. Houwink, Elasticity Plasticity and structure of matter, Cambridge University Press, London, (1971)
- [16] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani et V. Laude, Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. Appl. Phys. Lett., 84, 4400 (2004).
- [17] T. Miyashita, "Sonic crystals and sonic wave-guides", Measurement Science & Technology, 16 (5), R47-R63 (2005).
- [18] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, "Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides", Applied Physics Letters, 84 (22), 4400-4402 (2004)
- [19] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, and B. Djafari-Rouhani, "Guiding and filtering acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal", Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE, 654-657 Vol.1 (2004).
- [20] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, "Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal", Physical Review B, 68 (21), 214301 (2003).
- [21] S. Benchabane, A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, "Interaction of waveguide and localized modes in a phononic crystal", Europhysics Letters, 71 (4), 570-575 (2005).
- [22] S. Benchabane, Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques, grade de docteur de l'université de franche-comté, 2006

- [23] Periodic Materials and Interference Lithography: For Photonics, Phononics and Mechanics
by Martin Maldovan and Edwin L. Thomas | Nov 24, 2008
- [24] Boussag Abdellatif, Berra Mohamad Nour El islam « Etude et simulation de la bande interdite d'un cristal phononique 2D structuré en un réseau carré» mémoire de master université m'sila
- [25] Y. Tanaka, and S. I. Tamura, Phys. Rev. B 60, 13 294 (1999).
- [26] P. R. Villeneuve, and Michel Piché, Phys. Rev. B 46, 4969 (1992).
- [27] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, Phys. Rev. B 58,10096 (1998)
- [28] Edson Jansen Pedrosa de Miranda Junior, Dynamic Analysis of Phononic Crystals and Elastic Metamaterials Using Semi-Analytical and Numerical Approaches
- [29] A Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, Phys. Rev. E 74, 46610 (2006).
- [30] B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, A. C. Hladky-Hennion, P. Deymier, F. Duval, B. Dubus, and Y. Pennec, Photonics and Nanostruct. Fundament. and Applic. 6, 32 (2008).
- [31] T-C. Wu, T-T. Wu, and J-C Hsu, Phys. Rev. B 79, 104306 (2009)
- [32] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, and H. Larabi , Appl. Phys. Lett. 87, 261912 (2005). [33] P-F. Heisch, T-T. Wu, and J-H Sun, Trans. Ultrason. Ferro- electr. Freq. Control 53, 148 (2006). [34] J-H. Sun, and T-T. Wu, Phys. Rev. B 74, 174305 (2006).
- [35] R. Houwink, Elasticity Plasticity and structure of matter, Cambridge University Press, London, (1971).
- [36]. Duclos, A. (2007). *Diffusion multiple en fluide visco-thermique, cas du cristal phononique à deux dimensions* (Doctoral dissertation, Université du Maine).
- [37] J. P. Berenger, A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, Journal of Computational Physics 114, 185 (1994).
- [38] W. C. Chew and Q. H. Liu, Perfectly Mached Layers for Elastodynamics: A New Absorbing Boundary Conditions, J. Comput. Acoust. 4, 341 (1996).
- [39] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, and A-C. HladkyHennion. Phys.Rev. B77, 085415(2008).
- [40] T-T. Wu, Z-G. Huang, and S. Lin, Phys. Rev. B 69, 094301 (2004).
- [41] Y. Tanaka, and S-I. Tamura, Phys. Rev. B 58, 7958 (1998).
- [42] K Schmidt, and P. Kauf, Comp. Meth. App. Mech. Engr. 198 1249 (2009).

Résumé

La propagation des ondes dans les matériaux composites, spécialement les structures périodiques, est un sujet significatif qui se trouve au confluent de nombreuses disciplines de la physique. En particulier, les cristaux phononiques sont structures artificielles périodiques (1D, 2D ou 3D) formés d'au moins de deux matériaux élastiques. Ces matériaux présentent en effet sous certaines conditions des bandes de fréquences pour lesquelles la propagation des ondes élastiques ou acoustiques est interdite, alors, on se les appelle les bandes interdites, bien sûr dans certaines directions et gammes de fréquences.

Notre travail consiste à l'étude théorique des bandes interdites acoustiques d'un cristal phononique unidimensionnels structuré périodiquement (sans défaut), ou par l'addition d'un défaut afin de contrôler la propagation des ondes acoustiques.

Les mots clé: cristaux phononiques, bandes interdites, acoustique, périodique, défaut.

المخلص:

يعتبر انتشار الأمواج في المواد المركبة، وخاصة الهياكل الدورية، موضوعاً مهماً يمثل نقطة التقاء للعديد من تخصصات الفيزياء. على وجه الخصوص، تعتبر البلورات الصوتية بنى اصطناعية دورية (أحادية البعد، ثنائية الأبعاد أو ثلاثية الأبعاد) مكونة من مادتين مرنتين على الأقل. تحتوي هذه المواد في الواقع في ظل ظروف معينة على نطاقات تردد يحظر عليها انتشار الموجات المرنة أو الصوتية، لذلك يطلق عليها نطاقات محظورة، وهذه بالطبع في اتجاهات معينة ونطاقات تردد معينة.

يتمثل عملنا في الدراسة النظرية للنطاقات الصوتية لبلورة صوتية أحادية البعد مُنظمة بشكل دوري (بدون تشويه)، أو عن طريق إضافة تشويه (عيب) للتحكم في انتشار الموجات الصوتية. **الكلمات المفتاحية:** بلورات صوتية، نطاقات محظورة، صوتية، دورية، تشويه.

Abstract

The propagation of waves in composite materials, especially periodic structures, is a significant subject at the confluence of many disciplines of physics. In particular, phononic crystals are periodic artificial structures (1D, 2D or 3D) formed of at least two elastic materials. These materials have in fact under certain conditions frequency bands for which the propagation of elastic or acoustic waves is prohibited, so they are called forbidden bands, of course in certain directions and ranges of frequencies.

Our work consists theoretical study of the acoustic bands prohibited of one-dimensional phononic crystal structured periodically (without defect), or by the addition of a defect in order to control the propagation of the acoustic waves.

Keywords : phononic crystals, forbidden bands, acoustic, periodic, defect.