

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°: 2020/INST/.....



DOMAINE: SCIENCES ET TECHNOLOGIE
FILIERE: ELECTRONIQUE
OPTION: INSTRUMENTATION

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

**Par : BOUGUERRA BAYA
BAOUCHE IKHLAS**

Intitulé

**Contribution à l'étude de l'influence des défauts dans les
cristaux phononiques unidimensionnels accordables
au domaine des capteurs**

Soutenu devant le jury composé de :

Pr. HOCINI Abdessalem	Université M'sila	Président
Dr. KAHLOUCHE Ahmed	Université M'sila	Encadreur
Pr. KHEDROUCHE Djamel	Université M'sila	Examineur

Année Universitaire: 2019 /2020

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°: INST05/2020



DOMAINE: SCIENCES ET TECHNOLOGIE
FILIERE: ELECTRONIQUE
OPTION: INSTRUMENTATION

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par : BOUGUERRA BAYA
BAOUCHE IKHLAS

Intitulé

**Contribution à l'étude de l'influence des défauts dans les
cristaux phononiques unidimensionnels accordables
au domaine des capteurs**

Soutenu devant le jury composé de :

Pr. HOCINI Abdessalem	Université M'sila	Président
Dr. KAHLOUCHE Ahmed	Université M'sila	Encadreur
Pr. KHEDROUCHE Djamel	Université M'sila	Examineur

Année Universitaire: 2019 /2020



Dédicace

Tout d'abord, je veux rendre grâce à Dieu, le Clément et le Très Miséricordieux pour son amour éternel. C'est ainsi que je dédie ce mémoire à :

Ma mère pour sa tendresse et patience et encouragement et ma grand-mère.

- ❖ *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 GENERALE	2
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES	5
I.1. INTRODUCTION	5
I.2. CRISTAUX PHONONIQUES	5
I.2.1. Définitions.....	5
I.2.2. historiques et concept	6
I.2.3. Comparaison entre cristaux phonoiques et photoniques	7
I.3. DIFFERENTS TYPES DES CRISTAUX PHONONIQUES	9
I.3.1. Cristaux Phononiques unidimensionnels (CPns-1D).....	10
I.3.2. Cristaux Phononiques bidimensionnels (CPns-2D).....	10
I.3.3. Cristaux Phononiques tridimensionnels (CPns-3D)	11
I.4. STRUCTURES A BANDES INTERDITES PHONONIQUE	11
I.4.1. Bandes interdites phononiques.....	11
I.4.2. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal 1D.....	13
1. Le contraste d'impédance acoustique.....	13
2. Les période.....	13
3. Le facteur de remplissage ff.....	14
I.5. CREATION DES DEFAUT DANS LES CRISTAUL PARFAIT	14
I.5.1. Cristal avec défauts ponctuels.....	15
I.5.2. Cristal avec défauts linéaires.....	15
I.5.3. Cristal avec défauts linéaires et ponctuels simultanés	15

I.6. APPLICATION DES ULTRASONS	17
I.6.1.L'échographie médical	17
I.6.2.Les ultrasons pour le nettoyage.	18
I.6.3.Le sonar et l'acoustique sous-marine	19
I.7. CONCLUSION.....	20
CHAPITER II : METHODES D'ANALYSE ET DE SIMULATION	21
II.1. INTRODUCTION.....	22
II.2. METHODE DES DECOPOSITION ON ONDES PLANES.....	22
II.2.1.Introduction à la méthode PWE.....	22
II.2.2.Principe et formulation.....	23
II.2.3.Avantages et inconvénients de la méthode	26
II.3.METHODE DES DEFFIRENCES FINIES DANS LE DOMAINE	
TEMPORAL (FDTD)	26
II.3.1.Principe de la méthode FDTD	27
II.3.2.Application de FDTD pour le calcul des bandes	27
II .3.3.Avantages et limitation de la méthode FDTD.....	27
II.4.METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM).....	28
II.5.METHODE DE LA TRANSFERT MATRICES TMM.....	29
II.5.1.Introduction à la méthode TMM.....	29
II.5.2.Super-réseaux unidimensionnels.....	30
II.5.3. Formalisme matriciel	31
II.5.4. Avantages et inconvénients de la méthode TMM... ..	36
II.6.CONCLUSION.. ...	37

CHAPITER III : RESULTATS DE SIMILATIONS DISCUSSIONS	38
III.1. INTRODUCTION39
III. 2. STRUCTURE ETUDIEE.....	...39
III. 3. SPECTRE DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION.....	...40
III. 4. ETUDE DE LA BANDE INTERDITE PHONONIQUE.....	...40
III.4. 1. Influence du nombre de couches41
III.4.2. Influence du contraste de l'impédance acoustique.....	...42
III.4.3. Influence du facteur de remplissage43
III. 5. ETUDE D'UN RESONATEUR A CRISTAL PHONONIQUE 1D.....	...46
III . 5. 1. Structure étudiée.....	...46
III . 5. 2. RESULTATS ET DISCUSSIONS48
1. Détection de l'effet de la température.....	...48
2. Détection de l'effet de la pression50
3. Détection de la salinité de l'eau de la mèr51
4. Détection des propriétés d'un mélange (liquide)53
III.6.CONCLUSION	55

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 Uni., bi. et tridimensionnels	9
Figure I.5 : Représentation schématique d'un cristal phononique Unidimensionnel constitué de deux matériaux A et B.....	10
Figure I.6: Structure 2D :a) Structure carrée, b) triangulaire et c)hexagonale.....	10
Figure I.7 : Exemples de structures 3D: (a) structure cubique, (b) tas de bois, (c) structure multicouches, (d) opales ou opales inversées	11
Figure I.8 : Exemple de calcul de structure de bandes suivant les axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin pour un CP à ondes de Lamb.....	12
Figure I .9: Période d'un cristal phononique unidimensionnel.....	14
Figure I.10 : (a), (b) Schéma d'un guide d'onde avec quatre défauts, (c) deux guides d'ondes séparés.....	16
Figure I.11: Exemple d'échographie : foetus (site ATL).....	18
Figure I.12 : illustration d'un bac de nettoyage à ultrasons.....	18
Figure I.13 : illustration d'un sonar.....	19

Chapitre II

Figure II.1 : (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.....	25
Figure II.2: Structure de bande du cristal phononique 1D calculée par l'approch PWE, en considérant 21 ondes planes (a). Les bandes interdites de type Bragg en bleu (b)	26

Figure II.3: Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances Z_1 et Z_230

Figure II.4 : Une bicouche 1D avec des impédances Z_1 et Z_2 avec des couches externes avec des impédances Z_0 et Z_L34

Figure II.5: Un système 1D composé de N bicouches.....35

Figure II.6: Coefficient de transmission. (a) Courbes de transmission pour quatre inclusions de SiO_2 / (b) pour six inclusions de SiO_2 dans l'eau, pour $Z_A/Z_B=10.262$. Une bande interdite apparaît entre 0.3 MHz et ~1.5 MHz.36

Chapitre III

Figure III.1: (a) Représentation schématisée du PnC-1D composé de Eau (bleu) et SiO_2 (jaune).....39

Figure III.2: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale, (b) Spectre de réflexion en fonction de la fréquence.....40

Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale: (a) pour $N=4$, (b) pour $N=6$, (c) $N=10$ et (d) pour $N=16$ couches.....41

Figure III.4: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale à incidence normale : (a) pour $Z_A/Z_B=1.86$, (b) pour $Z_A/Z_B=10.26$, (c) pour $Z_A/Z_B=18.46$ et (d) pour $Z_A/Z_B=31.31$42

Figure III.5: Evolutions de la largeur et la location des bandes phononiques en fonction de ΔZ43

Figure III.6: Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour $ff=0.5$, (b) pour $ff=0.7$, (c) pour $ff=0.8$ et (d) pour $ff=0.9$;.....44

Figure III.7: (a) Variations de la position de la bande interdite phononique, (b) Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction des paramètres géométriques.....45

Figure III.8: Représentation schématisée d'un cristal phononique 1D avec défaut au centre de largeur $D=2 \cdot \text{dB mm}$46

Figure III.9: 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 au centre de largeur $D = 2 \cdot L_B$47

Figure III.10: Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $T=20^\circ\text{C}$, (b) pour $T=30^\circ\text{C}$48

Figure III.11 : (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes températures, (b):Variations de la fréquence de résonance en fonction de la température.....	49
Figure III.12 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $P= 0$ dbar, (b) Pour $P = 5000$ dbar.....	50
Figure III.13 : (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de pression, (b) : Variation de la position du mode propagatif pour différentes pression.....	51
Figure III.14 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $Sal= 0$ (eau douce), (b) Pour eau de mer de sal = 30.....	52
Figure III.15 : (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différents degrés de salinité, (b): Variation de la position de la bande passante.....	52
Figure III.16 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $X= 0$ (eau douce), (b) Pour $X =0.056$	53
Figure III.17: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes concentrations du propanol, (b) : évolution du tau de transmission et la fréquence de résonance.....	54

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.....	25
--	-----------

Chapitre III

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux constituant le cristal phononique solide/liquide	40
Tableau III.2: Taux de transmission et fréquences de résonance.....	43
Tableau III.3: Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites.....	45
Tableau III.4: Paramètres physiques et géométriques des matériaux utilisés dans la structure multicouche étudiée.....	47
Tableau III.5 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes températures de l'eau de mer pour : S=0 (eau pure) et à pression P = 0 dbar.....	48
Tableau III.6 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes températures de l'eau de mer pour S=0 (eau pure) et à T=20°C.....	50
Tableau III.7 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes degrés de salinité de l'eau de mer (X) à T= 20°C & P=0 dbar.....	52
Tableau III.8 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes concentrations de propanol dans l'eau (X)	54

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

A l'image des cristaux photoniques qui ont la propriété d'empêcher la lumière de se propager dans certaines gammes de fréquences, il est possible de concevoir des nouveaux matériaux périodiques qui réfléchissent totalement les ondes acoustiques. Ces structures 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 [1]. Pour cela, ces dernières années, la propagation des ondes élastiques dans une structure périodique appelée cristal phononique (PnC) est largement étudiée.

Les cristaux phononiques sont des structures constituées d'assemblages périodiques d'inclusions dans une matrice. Ils sont caractérisés par leur capacité d'orienter, de contrôler et de manipuler la propagation des ondes élastiques et acoustiques. La principale propriété de ces matériaux est l'appariation des bandes interdites. Ces matériaux permettent alors sous certaines conditions géométriques et physiques d'interdire la propagation des ondes acoustiques. Il s'agit alors, comme en physique des solides et des cristaux photoniques, d'un phénomène de bande interdite. Les structures multicouches sont formées par l'empilement d'une série de couches minces avec un décalage d'impédance acoustique important entre les couches consécutives et avec grandes dimensions latérales par rapport à leur épaisseur [2].

Les cristaux phononiques 1D permettent la réflexion sélective des ondes et la génération de bandes interdites, ils peuvent être utilisés pour développer un nouveau type de technologie acoustique résonnante pour l'application dans le domaine de détection. En effet, la propagation des ondes élastiques et acoustiques à travers ces structures sont modulées pour créer des écarts de fréquence qui peuvent être utilisés pour développer différentes applications de détection [3].

Le travail présenté est une contribution pour montrer la possibilité d'exploiter ces nouveaux matériaux dans le domaine des capteurs, ce mémoire a été structuré en trois chapitres:

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

Dans le second chapitre, après que nous définissons le cristal phononique unidimensionnel, nous décrivons les différentes méthodes théoriques utilisés généralement pour l'étude et la modélisation des structures périodiques notamment les structures multicouches.

Les méthodes discutées dans ce chapitre sont la méthode de développement en ondes planes (PWE), la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), la méthode des éléments finis FEM et la méthode des matrices de transfert TMM. Cette dernière, est la méthode la plus adaptée pour étudier les structures multicouches.

Quant au troisième chapitre, nous nous intéresserons en premier temps à l'étude d'une structure phononique à une dimension parfaite, constituée d'inclusions de l'Epoxide dans l'eau (solide/liquide). Dans cette partie, l'étude est entièrement dédié à l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la largeur et la location des bandes interdites phononiques ouvertes. Ensuite, nous nous intéresserons en second temps à l'étude d'une structures multicouches avec défaut au centre (d'un miroir de bragg); dont le but est de montrer l'utilisation de ces structures dans le domaine des capteurs. Finalement, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale et quelques perspectives.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

I.1. INTRODUCTION

La propagation des ondes acoustiques dans les milieux élastiques périodiques fait l'objet d'un grand intérêt ces dernières années. En effet, plusieurs structures composées de solide/solide ou solide/liquide a été étudié d'une part. D'autre part, plusieurs méthodes de calcul théorique et d'outils numériques de simulation ont été développées. Toutes ces méthodes et techniques ont montré l'existence de bandes interdites phononiques en fréquences ; correspondant à une forte atténuation et des bandes passantes d'atténuation plus faible.

Au cours de ce chapitre, nous sommes intéressés aux caractéristiques principales des différents types d'ondes élastiques, ainsi une présentation préliminaire sur les milieux élastiques et leurs comportements vis a vis la propagation des ondes acoustiques en particulier les ondes longitudinales à incidence normale [4].

I.2. CRISTAUX PHONONIQUES

I.2.1. Définitions

Les cristaux phononiques sont des structures hétérogènes macroscopiques qui pressentent une périodicité spatiale suivant une, deux ou trois directions de l'espace. Ces matériaux sont capables de bloquer la propagation des ondes acoustique dans certaines directions et gamme de fréquence, par le en biais de réflexions de Bragg ou par le phénomène de résonance local des éléments mis en réseau .On parle alors de bande interdite de fréquence.

Le nom de cristaux phononiques agissant sur les ondes acoustiques ou élastiques a été choisi par analogie avec d'autres structures similaire agissant sur la lumière s'appellent les cristaux photoniques. Du point de vue quantique, un phonon est une vibration acoustique/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 l'assemblage d'au moins deux matériaux de propriétés acoustique ou élastiques différentes [2].

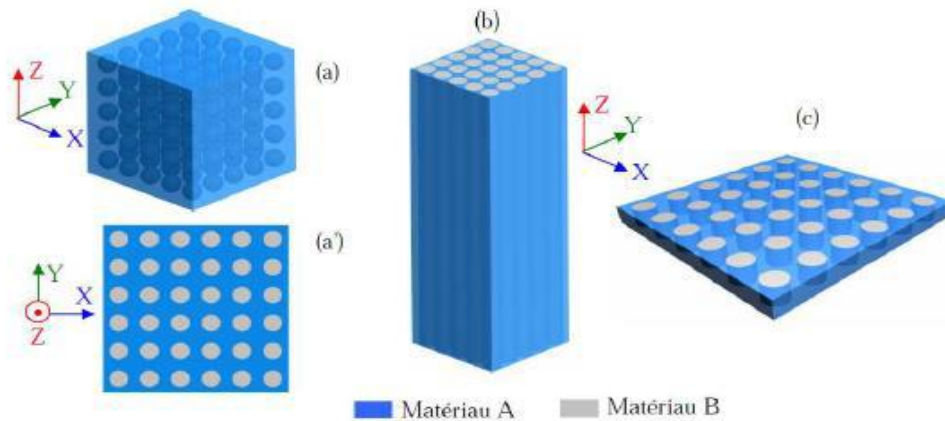


Figure I.1: Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP-3D, (a') CP-2D à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb [3]

I.2.2. Historiques et concept

Depuis les années 1970 et pour des raisons aussi fondamentales qu'appliquées, l'étude des structures périodiques dans le domaine de l'acoustique devient de plus en plus importante. On peut citer par exemple les travaux de L. P. Solie [5] sur les filtres à ondes de surface, les travaux de J. D. Achenbach [6] concernant le calcul des relations de dispersion de matériaux possédant des inclusions sphériques périodiques ou encore les recherches de V. Narayanamurti relatifs à des filtres phononiques utilisant des super réseaux en arséniure de gallium (AsGa) [7].

Les cristaux phononiques présentent alors une nouvelle voie dans le domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un grand intérêt depuis quelques années [5]. Ensuite, le concept du cristal phononique pour les structures bidimensionnels ou tridimensionnel permettant l'ouverture de bandes interdites complètes a été introduit de façon quasiment simultanée par Kushwaha et al, par Economou et Sigalas 1993 [8-9].

Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en diverses applications : systèmes d'isolation phonique [9-10], structures parasismiques [11], 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].

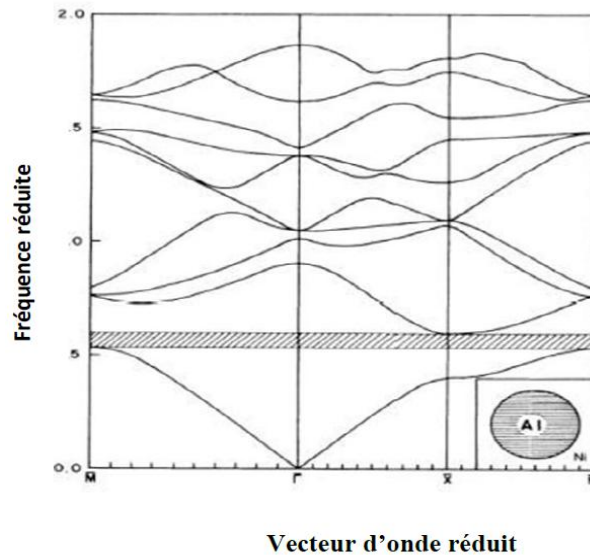


Figure I.2 : Structure de bandes pour un cristal phononique consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel [6].

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 I.3 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 liées à la diffraction sur les plans cristallographiques [6].



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 [6].

I.2.3.comparaison avec d'autres structures cristallines

Les cristaux phononiques tels qu'ils sont définies au paragraphe précédent, sont des structures périodiques. Cependant, il y a de fortes analogies entre la propagation des

électrons dans les cristaux à semi-conducteurs et la propagation des ondes électromagnétiques respectivement élastiques dans les cristaux photoniques respectivement phononiques. Les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, électromagnétiques et élastiques dans les structures périodiques tridimensionnelles isotropes sont résumées dans le tableau I.1 [10].

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 : $\nabla \cdot u \neq 0$ $\nabla \times u \neq 0$
Equation différentielle	$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\right)\nabla^2\psi + v(r)\psi = i\hbar \left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot E) = \left(\frac{\epsilon(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right)$	$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right) = 1/\rho \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial u}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \right\}$
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)	$W = c_{ij}K$ (phonons)
Gamme spectrale	Ondes radio, micro-ondes, optiques, rayons X	Micro-ondes, optique	$W \leq 100$ GHz

Tableau I.1 : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [4].

Bien que la structure de bandes phononiques d'un cristal à gap phononique est analogue à la structure de bande d'un cristal à gap photonique, celle-ci est aussi analogue à la structure de bande électronique d'un semi-conducteur. Le concept de bandes interdites développé initialement dans le cadre de la théorie électronique des solides peut être étendu à d'autres types d'ondes se propageant dans les matériaux composites [4].

La propagation des ondes électromagnétiques et/ou élastiques acoustiques dans les matériaux composites a fait l'objet d'une attention particulière. Ces derniers en l'occurrence les cristaux photoniques et phononiques respectivement, existent naturellement, ou sont fabriqués artificiellement. Ils montrent une grande variété d'intérêt de propriétés physiques, à la fois sur le plan de la recherche fondamentale et celui de la recherche appliquée.

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 [7].

I.3. DIFFERENTS TYPES DES CRISTAUX PHONONIQUES

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

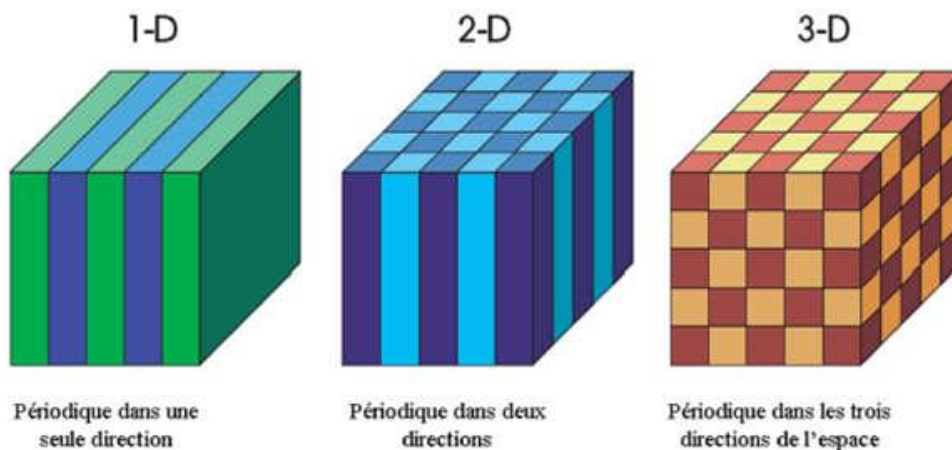


Figure I. 4 : Quelques représentations schématiques de cristaux phononiques Uni., bi et tridimensionnels [12].

I.3.1. Cristaux Phononiques 1D

Le cristal phononique unidimensionnel (1D) est une structure artificielle obtenue par l'empilement en alternance des couches de matériaux de propriétés élastiques différentes. Dans ces structures unidimensionnelles, les domaines de fréquence où les bandes interdites apparaissent dépendent principalement de l'angle d'incidence de l'onde acoustique. Ces cristaux phononiques unidimensionnels conduisent à de nombreuses applications tels que l'isolation acoustique à basse fréquence. En raison de leurs structures, il est facile d'obtenir de grandes bandes interdites. La figure I.5 illustre un cristal phononique 1D composé de deux matériaux différents A et B.

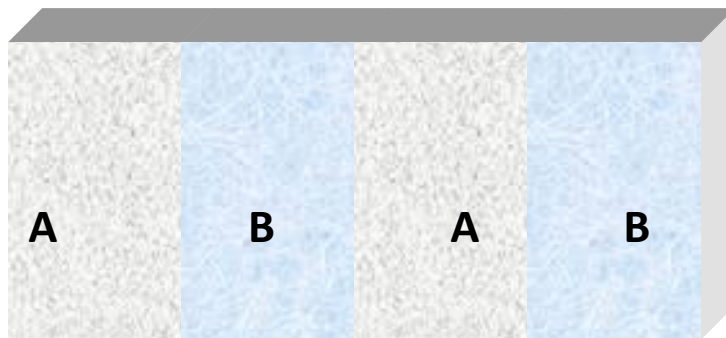


Figure I.5 : Représentation schématique d'un cristal phononique Unidimensionnel constitué de deux matériaux élastiques A et B.

I.3.2. Cristaux Phononiques 2D

Les cristaux phononiques bidimensionnels (2D) sont des matériaux composés d'un réseau périodique des inclusions d'un matériau élastique dans l'air ou de cylindres d'air percés dans une matrice. Les structures périodiques 2D sont des structures dont les propriétés élastiques varient périodiquement suivant deux dimensions de l'espace et reste invariante dans la troisième dimension. Elles se regroupent particulièrement suivant trois types de réseaux : le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal comme schématisé sur la figure I.6 .

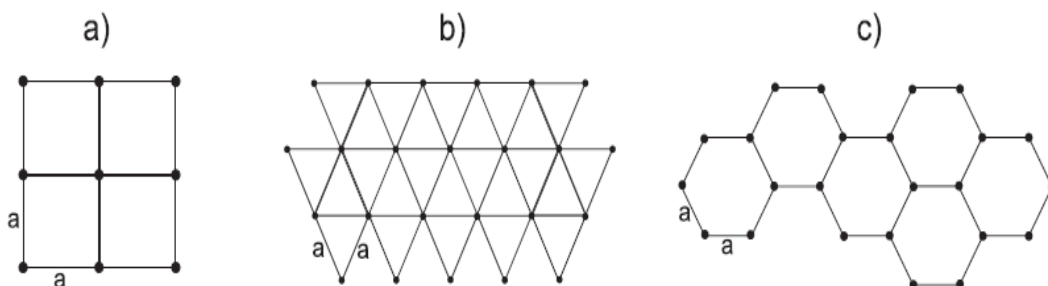


Figure I.6: Structure 2D : a) Structure carrée, b) triangulaire et c) hexagonale [12].

Ces nouveaux matériaux sont généralement composés de cylindriques de matériaux de hautes densité plongés dans une matrice de matériau de faible densité. Les structures bidimensionnelles possèdent une géométrie généralement simple ce qui facilite leurs études théoriques et expérimentales.

I.3.3. Cristaux Phononiques 3D

Les cristaux phononiques tridimensionnels (PnC-3D) sont des structures périodiques suivant les trois directions de l'espace. La figure I.7 montre quelques exemples des structures tridimensionnelles (3D).

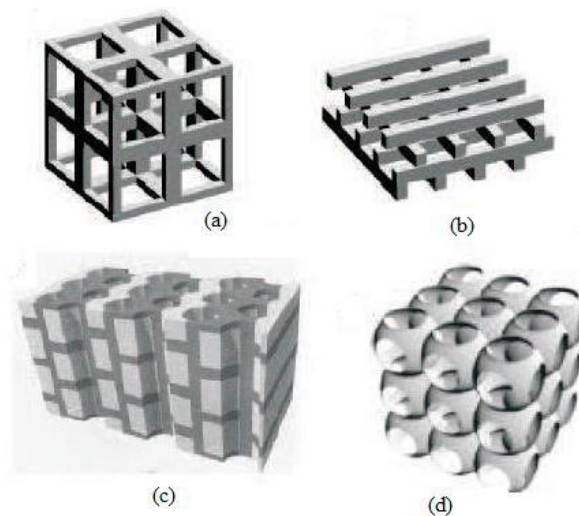


Figure I.7 : Exemples de structures 3D: (a) structure cubique, (b) tas de bois, (c) structure multicouches, (d) opales ou opales inversées[13].

Dans ces structures 3D, comme pour les structures bidimensionnelles, des bandes interdites phononiques absolues ou omnidirectionnelles peuvent être obtenues quelque soit l'angle d'incidence de l'onde acoustique ou élastique. Par contre, l'inconvénient des structures tridimensionnelles (3D) réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement[2].

I.4. STRUCTURES A BANDES INTERDITES PHONONIQUES

I.4.1. Bandes interdites phononiques

Généralement l'étude de la propagation des ondes dans un milieu quelconque, A pour but de déterminer la relation entre la fréquence et le vecteur d'onde en fonction des autres paramètres géométriques liés au milieu de propagation. Cette relation est appelée relation de dispersion qui peut être simple et linéaire dans le cas d'un milieu élastique et

homogène: $\omega(k) = V \cdot k$. Ou V représente la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, cette vitesse dépend principalement aux propriétés élastiques et de la densité du milieu.

Afin de comprendre les comportements des ondes acoustiques dans les structures périodiques, les chercheurs s'intéressent au calcul de la relation de dispersion. Cette forme de visualisation du comportement dispersif est appelée structure de bandes phononique. En effet, en exploitant la périodicité élastique du cristal phononique, le théorème de Bloch précise que chaque onde solution qui se propage dans le cristal phononique est le produit d'une onde plane et d'une fonction périodique. Le calcul de la structure de bande se limite donc à une zone réduite de l'espace des vecteurs d'onde appelée zone de Brillouin. Ainsi, la structure de bande phononique présente les différents modes de propagation possibles des ondes élastiques qui diffusent dans le cristal phononique. La propriété remarquable que présente le cristal phononique est l'apparition de bandes interdites au niveau de la structure. Une bande interdite se présente dans ce cas sous forme d'un intervalle de fréquences où aucun lien n'est défini entre la fréquence et le vecteur d'onde.

La figure I.8 présente un exemple [3] de structure de bande phononique pour un cristal phononique 2D à ondes de Lamb constitué d'un arrangement carré périodique d'inclusions cylindriques en or dans une plaque d'époxy d'épaisseur $e = 0.25a$, a étant la périodicité de la structure. Cette structure de bande est calculée puis représentée suivant les trois axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin, ΓX , XM et $M\Gamma$ déterminés par le vecteur d'onde \vec{K} .

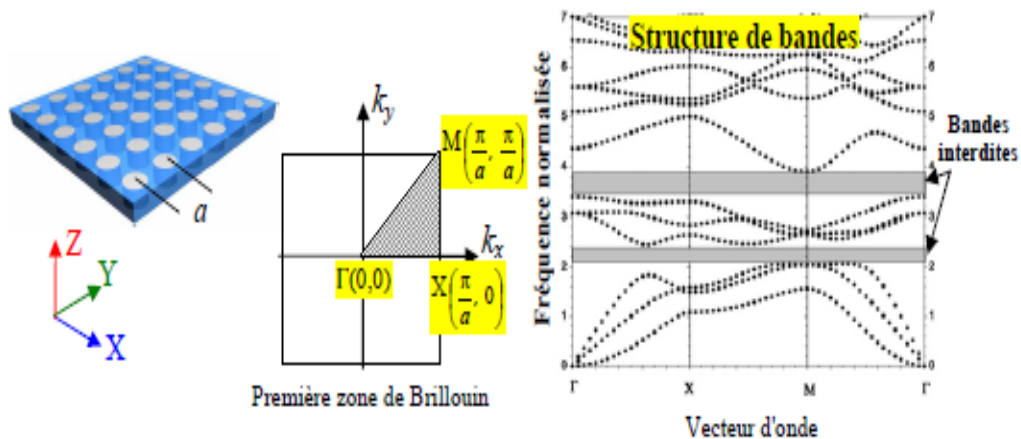


Figure I.8 : Exemple de calcul de structure de bandes suivant les axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin pour un CP à ondes de Lamb [3].

Tamura *et al* [3] étaient parmi les premiers à étudier en détail le mécanisme de réflexion de Bragg dans un cristal phononique unidimensionnel. Ils ont ainsi montré la

possibilité d'avoir un cristal phononique se comportant comme une barrière pour les modes transverses et longitudinaux dans des gammes de fréquences bien déterminés dans toute la première zone irréductible de Brillouin. De plus, ils ont mis en évidence une forte atténuation des ondes à ces intervalles lors de leur propagation dans le cristal phononique. Par la suite, d'innombrables travaux se sont attachés à étudier l'influence des paramètres géométriques et physiques sur l'ouverture de bandes interdites par le mécanisme de Bragg dans différents systèmes phononiques. Ainsi, et de manière générale, il est bien établi que ce type de bandes interdites dépend fortement de la périodicité du cristal phononique. En outre, les ondes ayant leur fréquence dans la bande interdite ont une longueur d'onde de l'ordre de la périodicité de la structure phononique. Enfin, le cristal phononique adopte le même comportement dispersif indépendamment de sa périodicité, et les fréquences d'ouverture des bandes interdites sont inversement proportionnelles à la périodicité de la structure phononique.

I.4.2. Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal 1D

Un cristal phononique est caractérisé par: les différentes propriétés physiques des matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont arrangés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Pour un cristal phononique unidimensionnel, les caractéristiques principales sont :

1. Le contraste d'impédance acoustique

Soit un cristal phononique 1D composé de deux matériaux A et B, l'impédance acoustique pour chaque matériau est égale au produit de sa densité par la vitesse de propagation d'une onde acoustique dans ce matériau. Le contraste d'impédance acoustique, est le rapport entre les impédances acoustiques des deux matériaux, c'est-à-dire Z_A/Z_B [14].

Ou : $Z_A = \rho_A * C_A$ et $Z_B = \rho_B * C_B$(1)

ρ_A : da densité du matériau A

C_A : la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau A.

ρ_B : da densité du matériau B

C_B : la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau B.

2. Les périodes

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié,

influent sur les caractéristiques de la bande interdite phononique. La période $a = a_1 + a_2$ avec a_1 est l'épaisseur de la première couche de densité ρ_1 et a_2 est l'épaisseur de la deuxième couche de densité ρ_2 comme il est illustré sur la figure I.9.

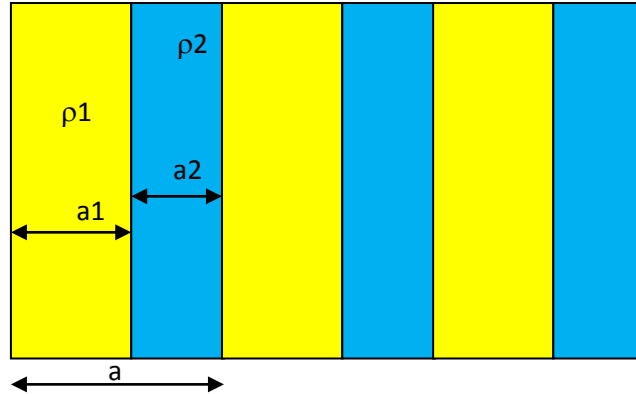


Figure I.9: Période d'un cristal phononique unidimensionnel.

3. Le facteur de remplissage ff

Le facteur de remplissage ff peut être comparé à la largeur du potentiel périodique de la physique du solide. S'il est pris pour le matériau de haute densité par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par le matériau de haute densité dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière [15].

I.5. CREATION DES DEFAUT DANS LES CRISTAUX PARFAIT

Les premières études sur les cristaux exempts de défauts ont été réalisées pour les ondes soniques et ultrasoniques : par exemple pour l'isolation phonique (le filtrage des ondes sonores) ou pour les structures antisismiques (le filtrage des ondes sismiques) ou encore pour le filtrage des ondes acoustiques de surface dans les domaines de la micro-électronique [16].

De même, l'aspect pur du filtrage, le cristal parfait permet d'exploiter le phénomène de réfraction négative ou le cristal se comporte comme une lentille transparente permettant de faire converger une onde acoustique sur un point focal [16].

L'insertion d'un défaut ponctuel ou linéaire dans une structure périodique volontairement, permet de contrôler la propagation des ondes acoustiques dans le milieu considéré. Le défaut permet de guider une onde de fréquence appartenant à la bande interdite au début, il permet aussi de réaliser de nombreuses fonctions en plus du guidage telles que : le filtrage, la résonance, le multiplexage et le démultiplexage.

I.5.1. Cristal avec défauts ponctuels

L'étude des cavités ou de plusieurs cavités couplées pour les cristaux phononiques débute pour la première fois en 1997. Ces études théoriques, permettent la possibilité d'obtenir les modes de résonance d'un défaut grâce à la méthode des super cellules. Une étude expérimentale est menée en 2001 lorsque Wu et al. ont étudié l'impact d'un défaut volontaire inséré dans un réseau d'inclusion rempli d'eau dans le mercure. Puis, en 2003, une étude plus complète est menée avec des piliers d'acier immergés dans de l'eau avec plusieurs cavités séparés par quelques inclusions, ce qui a permis de mettre en évidence expérimentalement le couplage entre deux cavités, similairement aux cristaux photoniques. Par la suite, en 2004 [17-18] des études utilisent la méthode des super cellules pour calculer les modes de résonance de deux cavités couplées.

D'autres publications abordent ce thème en utilisant des configurations plus sophistiquées: en 2008, Miyashita étudie les spectres de transmission sur une série périodique de cavités ; en 2009, Sánchez-Pérez et al. utilisent des algorithmes itératifs, pour optimiser les bandes interdites et le confinement des ondes dans les cavités. L'obtention de cavité à haut facteur de qualité est aussi un enjeu d'importance : la durée de vie phononique dans ce type de cavité est élevée ce qui permet d'exalter les effets de couplages avec les phonons [19].

I.5.2. Cristal avec défauts linéaires

La possibilité de guider l'onde acoustique dans les cristaux phononiques a fait l'objet d'un grand nombre de publications. Les guides phononiques sont introduits en 1999, pendant [20] l'étude théorique du guidage d'une onde acoustique dans un coude à 90°. Un résultat de cette étude fait état de la perte de confinement de l'onde lors du changement de direction du guide. De ce fait, beaucoup de travaux cherchent à optimiser la transmission de l'onde en présence d'un coude. En particulier, étudient expérimentalement l'impact de divers coudes sur la transmission acoustique.

L'application de la méthode des super-cellules a permis d'établir les modes de résonance des systèmes. Ainsi, des travaux d'optimisation ont été effectués afin d'améliorer les coefficients de transmission dans les guides d'onde, par exemple en modifiant la largeur des guides ou sur la modification des inclusions voisines des coudes [21-22].

1.5.3. Cristal avec défauts linéaires et ponctuels simultanés

Afin de mieux contrôler le spectre de transmission, les structures à défauts linéaires sont utilisées pour développer des résonateurs et des filtres accordables. En associant

quelques défauts ponctuels au guide d'ondes ce qui permet de réaliser des filtres accordables. Les figures I.9.a et I.9.b présentent un exemple de travaux de basés sur un réseau périodique de piliers d'acier immergés dans de l'eau avec un guide d'onde formé de piliers creux remplis d'eau. De tels guides d'onde agissent comme des filtres sélectifs, filtrant les modes propres des piliers creux [23]. D'autres travaux en 2005 utilisent un défaut linéaire dans un réseau. Le défaut linéaire est cette fois-ci perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde incidente à l'image des cristaux 1D présentant un défaut. Le système présente alors des pics de transmission dans la bande interdite aux fréquences de résonance de ce défaut linéaire [24]. Des systèmes similaires utilisent plusieurs défauts linéaires en série, mais de largeurs différentes. Enfin, la recherche des facteurs de qualité les plus élevés avec ces structures est un objectif qui a été identifié pour optimiser la fonction de guidage. Ces travaux ont pu mettre en évidence qu'il est possible d'obtenir des facteurs de qualité proches de 6000 pour un guide sur membrane de silicium excité à 126 MHz [25].

D'autres structures sont basées sur deux guides d'onde parallèles (figure I.9c) : le couplage permet de filtrer les modes propres des deux guides couplés. Certaines configurations utilisent le couplage entre un guide d'onde et des défauts ponctuels. Plusieurs systèmes peuvent exister: un guide d'onde couplé avec une seule cavité ou plusieurs cavités. Elles peuvent être directement accolées au guide ou séparées de quelques inclusions [26-27]. Enfin l'utilisation de deux guides d'onde couplés avec quelques défauts ponctuels ouvre les champs au démultiplexage. A l'image des cristaux photoniques, la cavité permettra de coupler les deux guides d'onde par un mode de résonance. Ce phénomène permet ainsi de transmettre uniquement les fréquences pour lesquelles la cavité est excitée [28-29].

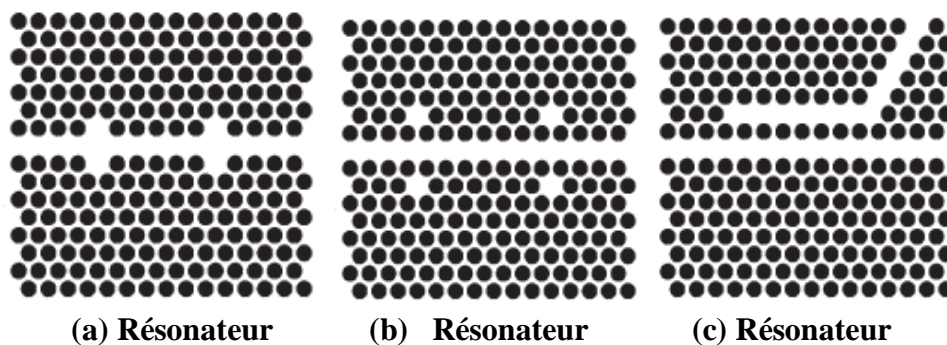


Figure I.10 : (a), (b) Schéma d'un guide d'onde avec quatre défauts, (c) deux guides d'ondes séparés [16].

I.6. APPLICATION DES ULTRASONS

Les ultrasons ont de nombreuses applications dans l'industrie, le commerce, le domaine militaire, le domaine médicale et à la maison. En 1917, Langevin met au point le premier projecteur ultrasonore permettant d'obtenir des faisceaux suffisamment intenses et bien dirigés ; cet appareil est destiné à détecter les sous-marins ennemis. Le principe de cette méthode est simple : les ultrasons se réfléchissent sur un obstacle et reviennent à leur point de départ en produisant un écho : connaissant, d'une part, le temps séparant l'émission de l'onde et la réception de l'écho, d'autre part la vitesse de l'ultrason dans l'eau de mer (environ 1500 m/s), il est facile de déduire la distance de l'obstacle dans la direction du faisceau. Cette méthode a été adaptée à d'autres problèmes : repérage d'obstacles tels que les icebergs, sondage, téléphonie sous-marine, repérage des bancs de poissons. Lors de la guerre de 1939-1945, le problème du repérage des sous-marins est redevenu d'actualité et de nombreux appareils appelés « asdics » puis « sonars » ont été construits [30].

1.6.1. L'échographie médical

Dans le domaine médical c'est l'échographie B ou B-Scan (Brightness) (on ne parle plus que d'échographie tout court) qui s'est imposée. Originellement le balayage était effectué manuellement, en déplaçant sur la peau du patient un « palpeur » (non donné au transducteur émetteur-récepteur) muni de capteurs d'orientation et position (pantographe). Il est maintenant effectué automatiquement et en temps réel (typiquement 50 images par seconde) soit par un palpeur muni d'un petit moteur - vibreur qui assure un balayage angulaire au lieu de linéique (balayage sectoriel), soit par un palpeur multiéléments (typiquement 128 ou 256 éléments, chaque élément ayant une dimension inférieure à la longueur d'onde) géré par une électronique assurant à la fois la focalisation (focalisation électronique) et le balayage (balayage électronique), ce balayage pouvant être linéique (cas de palpeurs de grande dimension ou « barrettes ») ou sectoriel (palpeurs de petite dimension). L'échographie est maintenant extrêmement répandue dans tous les domaines de la médecine, à commencer par l'obstétrique (voir Fig. I.11), les rayonnements ionisants y étant interdits (radiographie X par exemple).



Figure I.11: Exemple d'échographie : foetus (site ATL) [31].

1.6.2 Les ultrasons pour le nettoyage

Les ultrasons sont utilisés dans de nombreux domaines du monde industriel :

- En mécanique par exemple lors du perçage ou de la soudure. Cela est utile afin d'explorer les matériaux, de détecter des défauts invisible à l'oeil humain. On les utilise également pour la réparation dans le même domaine.
- Dans le domaine de la bijouterie et celui de l'horlogerie, les ultrasons sont utilisés afin de nettoyer des instruments de précisions.
- La capacité de nettoyage des ultrasons est notamment utilisée en agro-alimentaire. C'est une solution de nettoyage efficace et non polluante qui permet de décrocher les fines particules de manière automatique grâce à la puissance des ultrasons, sans détergent afin de garantir l'élimination de toute trace de contaminant .

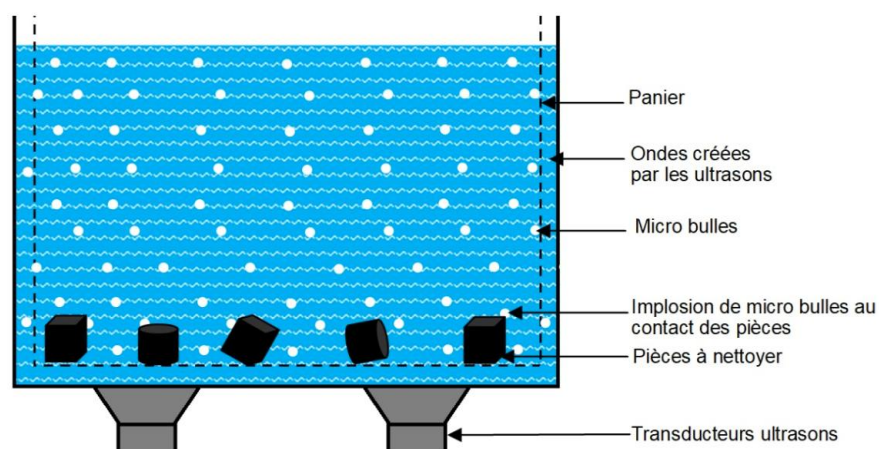


Figure I.12 : illustration d'un bac de nettoyage à ultrasons [32].

1.6.3. Le sonar et l'acoustique sous-marine

Emprunté à celui du radar, le principe du sonar est le suivant : supposons qu'une cible (typiquement un sous-marin) diffracte un train d'ondes émis par un système directif (par exemple une antenne) et que ce même système, ou un système accolé, recapte le signal diffracté dans sa direction (appelé rétrodiffusion). Ce signal sera une copie conforme du signal émis, à un retard près dû au trajet aller-retour de l'onde, à une compression près (l'effet Doppler) due à la vitesse relative de la cible par rapport au sonar, et à une déformation (très ténue) près due aux propriétés intrinsèques de diffraction de la cible. L'exploitation de ces trois paramètres permet de localiser (le long du faisceau) la cible, de déterminer sa vitesse (en fait sa composante locale sur l'axe du faisceau), et de la caractériser (du moins on essaie). Le sonar est utilisé actuellement, bien sûr pour des applications militaires mais aussi pour des applications civiles, notamment pour la détection et la caractérisation de bancs de poissons, la caractérisation de fonds marins. Des sonars spécifiques permettent de balayer assez rapidement de grandes surfaces de fonds marins, c'est ainsi que l'on a retrouvé l'épave du Titanic. Les fréquences utilisées couvrent un large domaine, depuis plusieurs dizaines de kiloHertz, pour détecter et caractériser précisément des cibles proches à des fréquences inférieures, au kiloHertz pour détecter des cibles très lointaines. Dans ce dernier cas, la propagation se faisant sur de très grandes distances, le trajet des ondes n'est pas simple, et il peut même se faire qu'aucune onde ne puisse atteindre la cible que l'on veut détecter [31].

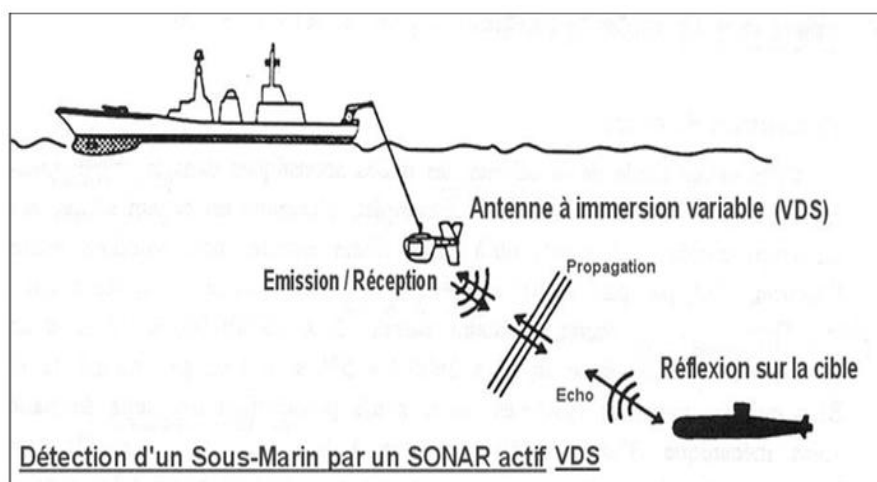


Figure I.13 : illustration d'un sonar [32].

I.7. CONCLUSION

Un cristal phononique est un matériau généralement artificiel qui présente une périodicité spatiale dans une, deux ou trois directions de l'espace. Ce nouveau type de matériau est capable d'orienter, de bloquer et de manipuler la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans certaines directions et gammes de fréquences. Dans ce chapitre, nous avons rappelé les concepts fondamentaux et les notions de bases associées aux cristaux phononiques notamment la bande interdite phononique. D'autre part, nous avons cité quelques applications des ultrasons.

CHAPITRE II

METHODES D'ANALYSE ET 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 ou acoustiques. Cette nouvelle classe de matériaux périodiques présente un domaine de recherche d'ébullition exponentielle et en évolution permanente.

Actuellement, 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 de décomposition en ondes planes appelée : PWE (Plane Wave Expansion), très utilisée pour le calcul de structures de bandes. D'autres méthodes, basées sur d'autres approches de calcul ont été utilisés, comme la méthode des différences finies résolues dans le temps, appelée FDTD (Finite Difference Time Domain), la méthode des éléments finis (Finite Elements Method) et la méthode de la matrice de transfert (TMM : Transfer Matrix Method).

Durant ces dernières années, certaines de ces méthodes ont été appliquées à l'étude théorique de la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans les cristaux phononiques (CP) [3].

II.2. METHODE DE DECOMPOSITION EN ONDES PLANES

II.2.1. Introduction à la méthode PWE

La méthode de décomposition en ondes planes PWE (*PLANE WAVE EXPANSSION*) peut être considérée la méthode la plus utilisée lorsque les systèmes étudiés sont généralement périodiques ; en particulier dans les cristaux photoniques et les cristaux acoustiques. La méthode PWE 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 le calcul des structures 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 phononique. Le théorème de Bloch est appliqué afin de ramener l'étude au niveau d'une cellule constituant l'élément de périodicité du système en exprimant les conditions aux limites périodiques[4].

Le système d'équations de mouvement est ensuite développé et ramené à un problème classique de recherche de valeurs propres .Ce dernier permet de calculer les modes de propagation des ondes et de tracer la structure de bandes. Durant les deux dernières décennies, la PWE a largement montré son efficacité dans le calcul des structures de bandes phononiques pour différents types de systèmes :

Structures bidimensionnelles solides composites[33,34] ou solide-air[35], cristaux phononiques à une dimension constitués d'une plaque avec inclusions périodiques pour la propagation d'ondes de Lamb. Les systèmes présentant un ou plusieurs défauts, ainsi que le guidage des ondes dans des systèmes finis[36]. 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[4] .

II.2.2.Principe et formulation

La méthode PWE s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégié des cristaux photoniques et figure par ailleurs parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites pour les ondes élastiques. Elle permet de représenter de façon assez directe, du point de vue du formalisme mathématique comme de la mise en œuvre numérique, la propagation de champs (électromagnétiques ou de déplacement, en l'occurrence) 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 [37].

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. [4] ont 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 [38] :

$$\rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\rho(\vec{r}) c_l(\vec{r})^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \dots \dots \dots (1)$$

Où c_l est définie pour être la constante élastique C_{11} . On peut maintenant développer

C11, et la densité par une série de Fourier, c'est dû au rapport périodique de nature des deux dimensions du cristal phononique.

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sigma(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \dots\dots\dots(2)$$

$$C_{11}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \beta(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \dots\dots\dots(3)$$

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.7, pour lesquelles le champ de déplacement est :

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

Ici k est le vecteur Bloch à deux dimensions. En bref, la combinaison d'équation. II.8a-b avec équation. II.10, on peut formuler un ensemble infini d'équations pour lesquelles les valeurs propres, ω(K), et vecteurs propres, uk (G), peut être trouvée:

$$\sum_{\vec{G}} [\sigma(\vec{G} - \vec{G}')(\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{K} - \vec{G}') - \beta(\vec{G} - \vec{G}')\omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \dots\dots\dots(5)$$

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 :

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

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(G) est donnée par :

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

Où A est le domaine de l'inclusion unit cellule et l'intégration s'effectue sur l'inclusion. On pout maintenant réfute Eq. II.11 Come :

$$\sum_{\vec{G} \neq \vec{G}'} F(\vec{G} - \vec{G}') [\Delta\alpha(\vec{K} + \vec{G}) \cdot (\vec{K} + \vec{G}') - \Delta\beta\omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}') + [\bar{\sigma}|\vec{K} + \vec{G}|^2 - \bar{\beta}\omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \dots\dots\dots(8)$$

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 [39].

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.

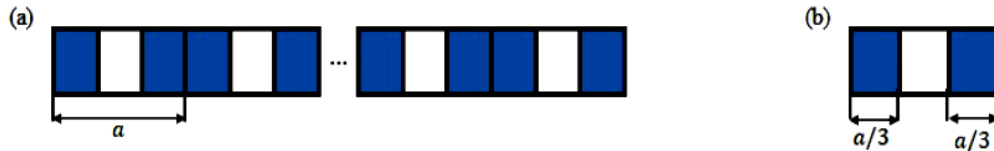


Figure II.1 : (a) Représentation schématique du barreau PnC 1D avec des cellules élémentaires en aluminium (blanc) et époxy (bleu). (b) La cellule d'unité de tige PnC [40].

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)	77.6×109 N/m ² , 4.35×109 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 [40].

La figure II-2 (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 illustrées à la Figure II-2 (b) en bleu. Régions ombragées

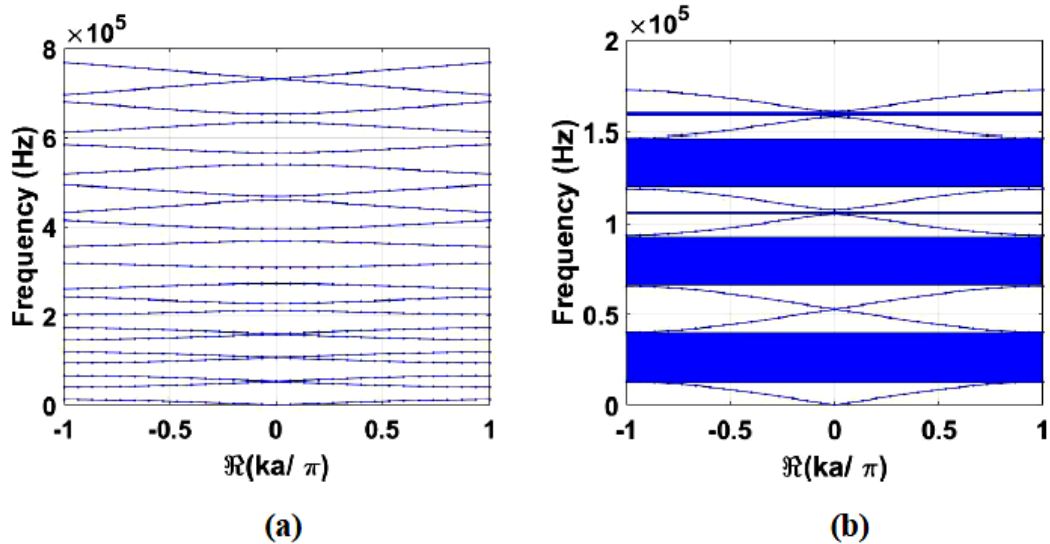


Figure II.2: Structure de bande du cristal phononique 1D calculée par l'approche PWE, en considérant 21 ondes planes (a). Les bandes interdites de type Bragg en bleu (b) [40].

II.2.3. Avantages et inconvénients de la méthode

La méthode de décompositions en ondes planes est particulièrement 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 FDTD qui est plus simple et plus indépendant du modèle [12].

II.3. METHODE DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPORAL

La méthode des différences finies a été introduite pour les cristaux phononiques par Sigalas et Garcia, pour pallier aux problèmes de convergence numérique initialement rencontrés lors du calcul de diagrammes de bandes pour des systèmes mixtes (inclusions liquides dans une matrice solide ou inversement) par la méthode de décomposition en ondes planes [7].

Elle a été préalablement exploitée pour la simulation de matériaux périodiquement structurés, en particulier pour les cristaux photoniques, à l'image des travaux de Chan et al. ou encore de Fan et al. Le principe consiste de façon très sommaire à discrétiser dans le domaine spatial comme temporel les équations constitutives du problème ; à fixer des

conditions aux limites adaptées et à calculer de manière explicite l'évolution dans le domaine temporel d'une grandeur physique, à considérer par exemple le champ électrique ou magnétique dans le cas d'un cristal photonique, ou le champ de déplacement ou de vitesse dans celui d'un cristal phononique [7].

II.3.1.Principe de la méthode FDTD

A partir des équations de mouvement qui régissent la propagation des ondes acoustique dans un milieu élastique quelconque, la FDTD permet de rapprocher les solutions champ de déplacement et contraintes en se basant sur un développement en différences finies des dérivées partielles qui interviennent dans les équations en question. Ces différences finies reposent sur une discrétisation dans l'espace et une autre Temporelle, ces discrétisations doivent être bien choisies afin d'assurer la convergence des fonctions inconnues recherchées [3].

II.3.2. Application de FDTD pour le calcul des bandes

Si le calcul de structure de bandes dans la PWE 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.

II.3.3. Avantages et limitation 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 $100*\lambda$, 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 [4].

II.4. METHODE DES ELEMENTS FINIS

Les méthodes d'éléments finis sont traditionnellement mises en œuvre sur des problèmes intérieurs (cavité). Elles requièrent une discrétisation spatiale et donc un effort de maillage plus substantiel que celui requis pour la mise en œuvre d'une méthode d'éléments frontières. Les techniques de maillage automatique ont toutefois fortement évolué ces dernières décennies de sorte que cet inconvénient est largement compensé par les avantages résultant de l'utilisation d'une méthode d'éléments finis (matrices creuses symétriques, diversité des méthodes de solutions (directes ou itératives, stratégies de réduction modale ou autre), robustesse et stabilité pour le traitement de géométries complexes, facilité de gestion des conditions frontières, couplage aisé avec d'autres physiques (vibro-acoustique par exemple). L'extension des méthodes d'éléments finis au traitement de problèmes extérieurs repose sur diverses stratégies : mise en œuvre de conditions de frontières absorbantes (méthode PML), raccord avec une solution analytique le long d'une surface régulière (méthode 'Dirichlet to Neuman') et développement de méthodes d'éléments infinis (extension des éléments finis afin de gérer la propagation en

milieu non borné). Le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes dépend pour une bonne part des objectifs du calculateur. Certaines méthodes (frontières absorbantes par exemple) ont pour but de capturer le seul champ 'proche' alors que d'autres (éléments infinis) permettent d'accéder à la fois au champ 'proche' et au champ 'lointain'. Cette limitation des méthodes de frontières absorbantes n'est toutefois pas rédhibitoire dans la mesure où la disponibilité du champ de pression et de vitesse sur une surface fermée permet, dans la majorité des cas, la reconstruction (a posteriori) du champ extérieur via le théorème de représentation intégrale. Ces diverses méthodes ont fait l'objet d'études approfondies. Celles-ci ont permis notamment d'établir le lien entre les méthodes d'éléments infinis et les expansions multipôles (dans divers systèmes de coordonnées séparables – sphériques, sphéroïdales ou ellipsoïdales) ainsi que les aspects fonctionnels supportant la dérivation de tels éléments (espaces de Sobolev pondérés intégrant la condition de Sommerfeld). Les conditions de convergence (telles que fixées par le principe variationnel sélectionné et le choix des fonctions 'test' et 'essai') ont également été étudiées. Comme souligné plus haut, le principal avantage d'une méthode d'éléments finis/infinis réside dans la possibilité de gérer des problèmes complexes (milieux non homogènes (prise en compte de gradients de température par exemple), géométries compliquées, présence ou non d'un écoulement (aspects convectifs), couplage avec d'autres physiques (structure mécanique), etc. Les développements récents des méthodes d'éléments finis concernent essentiellement des formulations de haut ordre. Celles-ci ont pour but d'améliorer la précision (réduction des erreurs de dispersion en particulier) tout en augmentant les performances 'calcul'. Ces formulations d'ordre plus élevé sont développées dans le contexte de méthodes d'éléments finis continus ou discontinus ('Discontinuous Galerkin Method'). Ces méthodes exploitent de classiques développements polynomiaux d'ordre élevé ou un enrichissement via des fonctions globales plus complexes (ondes planes par exemple). Dans cet ordre d'idée, les méthodes PUM ('Partition of Unity Method') conduisent à des rapports performances/coût attractifs. Elles se caractérisent toutefois par une dégradation du conditionnement des matrices associées [41].

II.5.METHODE DES MATRICES DE TRANSFERT TMM

II.5.1.Introduction

Pour résoudre un problème de propagation d'ondes dans un milieu multicouches, il faut résoudre les équations locales (méthode des ondes partielles – tenseur de Christoffel ou formalisme de Stroh) et les conditions d'interface. Dans les milieux stratifiés le nombre d'interfaces peut être grand et il est donc utile d'introduire une matrice globale

représentative. L'intérêt est d'exprimer un vecteur (défini à l'extrémité supérieure du stratifié) en fonction du même vecteur (défini à l'extrémité inférieure du stratifié) en utilisant cette matrice globale qui est le produit des matrices locales obtenues en exprimant la continuité des contraintes et déplacements à chaque interface. Les méthodes diffèrent par le choix des variables composant le vecteur. Il existe ainsi la matrice de transfert de Thomson-Haskell et la matrice d'impédance de surface nommée aussi Stiffness Matrix Method. La difficulté est numérique. Ceci est d'autant plus vrai que le nombre d'éléments est grand et que la longueur d'onde est grande devant la taille de ces éléments. La résolution est facilitée par un bon adimensionnement du problème et un bon conditionnement de la matrice [42]. Si le milieu multicouches est périodique, le formalisme précédent permet d'introduire la notion d'onde de Bloch (périodicité 2D et 3D) ou d'onde de Floquet (périodicité 1D). Si le milieu est continûment variable, un développement en série de Peano permet d'exprimer analytiquement la solution[43].

II.5.2. Super-réseaux unidimensionnels

Les cristaux phononiques que nous étudions ici sont des super-réseaux constitués d'une succession de couches, comme sur la figure II.3. Les deux types de couches, 1 et 2, ont des épaisseurs respectives d_1 et d_2 , et des impédances respectives Z_1 et Z_2 .

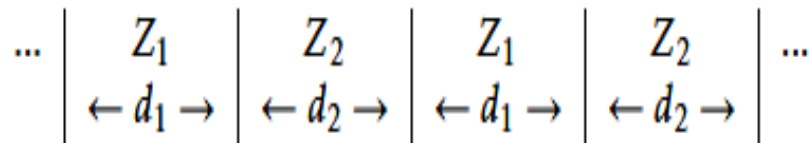


Figure II.3 : Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances Z_1 et Z_2 .

Nous écrivons d'abord les équations fondamentales de l'acoustique:

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial x} = -\rho(x) \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -Y(x) \frac{\partial v}{\partial x} \end{cases}, c = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}, \dots \dots \dots (1)$$

où p est la pression, v est la vitesse des particules, ρ est la masse volumique et Y est le module de Young. Ces équations sont équivalentes à:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \tau = Y(x) \frac{\partial u}{\partial x} \end{cases} \dots \dots \dots (2)$$

où $\tau = -p$ est la contrainte et u est le déplacement des particules.

Pour une onde harmonique, la solution générique de ce système d'équations pour une couche d'impédance Z_i est une onde plane, composée d'une onde incidente d'amplitude A et d'une onde réfléchie d'amplitude B . Dans ce cas, en considérant $p = Pe^{j\omega t}$ et $v = Ve^{j\omega t}$, nous pouvons écrire la solution ainsi : [44]

$$\begin{cases} P = Z_i A(\omega)e^{-jkx} - Z_i B(\omega)e^{jkx} \\ V = A(\omega)e^{-jkx} + B(\omega)e^{jkx} \end{cases} \dots\dots\dots (3)$$

II.5.3. Formalisme matriciel

La méthode de la matrice de transfert utilisera la solution décrite par l'équation (II.11) écrite comme un produit d'une matrice et un vecteur. Ce formalisme va nous permettre d'écrire les solutions de propagation des ondes dans des les structures , tels que des ensembles de bicouches avec ou sans défauts. Nous montrerons que des cas particuliers, tel que les couches quart d'onde ont un comportement plus simple et plus intéressant.

II.5.3.1. Propagation dans une couche

À partir de l'équation (3), la propagation dans une couche, de la position $x = 0$ à la position x peut être écrite comme un produit de matrices:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = \begin{bmatrix} Z_i e^{-jk_i x} & -Z_i e^{jk_i x} \\ e^{-jk_i x} & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (4)$$

que nous pouvons écrire:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0,$$

Avec : $F_i = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$ et $H_i = \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \dots\dots\dots(5)$

Dans l'équation (5), H_i décrit la propagation des ondes dans la couche i à une distance x . On peut également noter que:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = F_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0, \dots\dots\dots(6)$$

Alors:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \text{ avec } F_i^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_i} & 1 \\ -\frac{1}{Z_i} & 1 \end{bmatrix}. \dots\dots\dots (7)$$

De cette façon, on obtient pour la propagation à travers une couche d'impédance Z_i et une Z_i longueur x :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M_i \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \text{ avec}$$

$$M_i = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} \cos(k_i x) & -jZ_i \sin(k_i x) \\ -\frac{1}{Z_i} \sin(k_i x) & \cos(k_i x) \end{bmatrix} \dots\dots\dots(8)$$

II.5.3.2. Propagation dans un bicouche

Pour écrire la propagation dans un bicouche, nous utilisons la propriété de continuité de P et V aux interfaces:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x-} \dots\dots\dots(9)$$

où x + appartient à Z2 et x- appartient à Z1.

Ainsi, nous avons:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d1+d2} = M_2 M_1 \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \dots\dots\dots(10)$$

avec:

M=

$$\begin{bmatrix} \cos(K_2 K_2) & -jZ_2 \sin(K_2 K_2) \\ -\frac{j}{Z_2} \sin(K_2 K_2) & \cos(K_2 K_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(K_1 K_1) & -jZ_1 \sin(K_1 K_1) \\ -\frac{j}{Z_1} \sin(K_1 K_1) & \cos(K_1 K_1) \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \cos(K_1 K_1) \cos(K_2 K_2) - \frac{Z_2}{Z_1} \sin(K_1 K_1) \sin(K_2 K_2) & -jZ_1 \cos(K_2 K_2) \sin(K_1 K_1) - jZ_2 \sin(K_2 K_2) \cos(K_1 K_1) \\ -\frac{j}{Z_2} \cos(K_1 K_1) \sin(K_2 K_2) - \frac{j}{Z_1} \cos(K_2 K_2) \sin(K_1 K_1) & -\frac{Z_1}{Z_2} \sin(K_1 K_1) \sin(K_2 K_2) + -\frac{Z_2}{Z_1} \sin(K_1 K_1) \sin(K_2 K_2) \end{bmatrix}$$

ou sous forme condensée:

$$M = (F_2 H_2 F_2^{-1})(F_1 H_1 F_1^{-1}) \dots\dots\dots(11)$$

Dans un milieu périodique (d = d1 + d1), les modes de propagation sont les modes de Bloch et les valeurs propres de M sont donnés par

$$Y_1 = e^{jkd} \text{ et } Y_2 = e^{-jkd} \dots\dots\dots(12)$$

Puisque la trace de la matrice M est:

$$Tr(M) = Y_1 + Y_2 = 2\cos(kd) \dots\dots\dots(13)$$

la loi de dispersion du milieu infini périodique bicouche peut s'écrire:

$$\cos(kd) = \frac{1}{2} Tr(M) =$$

$$\cos(k1d1)\cos(k2d2) - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \sin(k1d1)\sin(k2d2) \dots\dots\dots(14)$$

À l'aide de l'équation (14), nous pouvons calculer les courbes de dispersion de milieux stratifiés tels que la structure décrite dans le chapitre III ou les inclusions périodiques SiO2 dans l'eau.

Pour un super-réseau 1D, la première zone de Brillouin s'étend pour les vecteurs d'onde k entre $-\pi/d$ et $+\pi/d$. Compte tenu du terme $F_2^{-1} F_1$ apparaissant dans l'équation (11), nous pouvons maintenant donner une interprétation physique de les matrices F_i :

$$F_2^{-1}F_1 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_2} & 1 \\ -\frac{1}{Z_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_1 & -Z_1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{Z_1+Z_2}{2Z_2} \begin{bmatrix} 1 & rp \\ rp & 1 \end{bmatrix} =$$

$$\frac{1}{tp} \begin{bmatrix} 1 & \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \\ \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} & 1 \end{bmatrix} = M_{12}^t, \dots\dots\dots (15)$$

ou

$$rp = \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \dots\dots\dots(16)$$

est le coefficient de réflexion entre un milieu d'impédance Z_1 et un de l'impédance Z_2 et de même

$$tp = \frac{2Z_2}{Z_1+Z_2} \dots\dots\dots(17)$$

est le coefficient de transmission du même support, il semble donc que M_t^{12} représente la matrice de transfert via une interface entre le support 1 et le support 2.

II.5.3.3.Propagation des Amplitudes

On peut aussi relier les amplitudes A et B en position d aux amplitudes A et B en position 0 avec :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad et \quad \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} \dots\dots\dots(18)$$

Menant a :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad et \quad \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_2^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} \dots\dots\dots(19)$$

Après propagation a travers la Z2 , on obtient:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^-} = (F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(20)$$

Et enfin :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d^+} = (F_1^{-1} F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(21)$$

Ou nous avons introduit les notations suivantes :

$$C_1 = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{bmatrix}, \text{ avec } \begin{cases} \alpha = (\cos(k_2 d_2) - jS \sin(k_2 d_2))e^{-jk_2 d_2} \\ \beta = jD_{12} \sin(k_2 d_2) e^{jk_1 d_1} \\ S = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \\ D_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right) \end{cases} \dots\dots\dots(22)$$

Ainsi , nous avons exprimé les valeurs des amplitudes A et B en position d comme un produit entre une matrice et le vecteur des valeurs initiales de ces amplitudes

On Remarque que :

$$\det(C_1) = \alpha\alpha^* - \beta\beta^* = 1 \dots\dots\dots(23)$$

et:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} Tr(C_1) \frac{\alpha + \alpha^*}{2} &= Re(\alpha) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - S \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) \\ &= \frac{1}{2} Tr(M) \dots\dots\dots(24) \end{aligned}$$

II.5.3.4. Transmission via une bicouche

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers la bicouche décrite sur la figure II.5 avec le formalisme des paragraphes précédents On veut ici calculer les coefficients de transmission et réflexion à travers une telle structure bicouche.

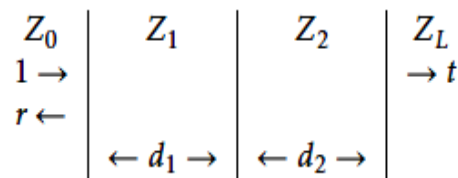


Figure II.4 : Une bicouche 1D avec des impédances Z1 et Z2 avec des couches externes avec des impédances Z0 et ZL [44].

Pour Z0 et ZL arbitraires, nous dérivons en utilisant l'équation (21) l'ensemble d'équations suivant:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_L = (F_L^{-1} F_1) c_1 (F_1^{-1} F_0) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(25)$$

Maintenant, en utilisant le fait qu'aucune onde n'entre dans la bicouche à partir du support de sortie d'impédance Z_L , c'est-à-dire $B_L = 0$, nous obtenir les coefficients de transmission t et de réflexion r qui sont donnés par $t = A_L / A_0$ et $r = B_0 / A_0$:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(26)$$

En résolvant le système d'équations, nous obtenons:

$$r = -\frac{M_{21}}{M_{22}}, \text{ et } t = \frac{\det(M)}{M_{22}} \dots\dots\dots(27)$$

II.5.3.5. Transmission via N bicouches

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers un système composé de N bicouches, comme indiqué sur Figure II.5.

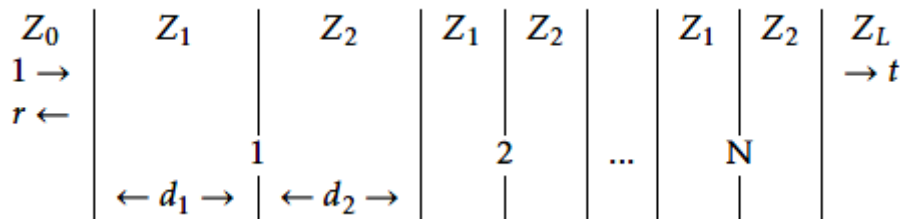


Figure II.5: Un système 1D composé de N bicouches [44].

D'après les paragraphes précédents, pour un système de N bicouches, on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{LN} = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{L(N-1)} = C_1^N \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(28)$$

Ainsi, en considérant une couche d'entrée d'impédance Z_0 et une couche de sortie d'impédance Z_L , la transmission est donné par:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix}, \text{ avec } M^T = (F_L^{-1} F_1) C_1^N (F_L^{-1} F_0) \dots\dots\dots(29)$$

La figure II.6 représente le spectre de transmission normalisé pour 4 et 6 inclusions d'aciers dans la l'eau , respectivement. On peut observer que le nombre d'oscillations sur les côtés gauche et droit de l'écart est égal au nombre d'inclusions. On peut également noter que l'atténuation de l'écart augmente avec le nombre des inclusions.

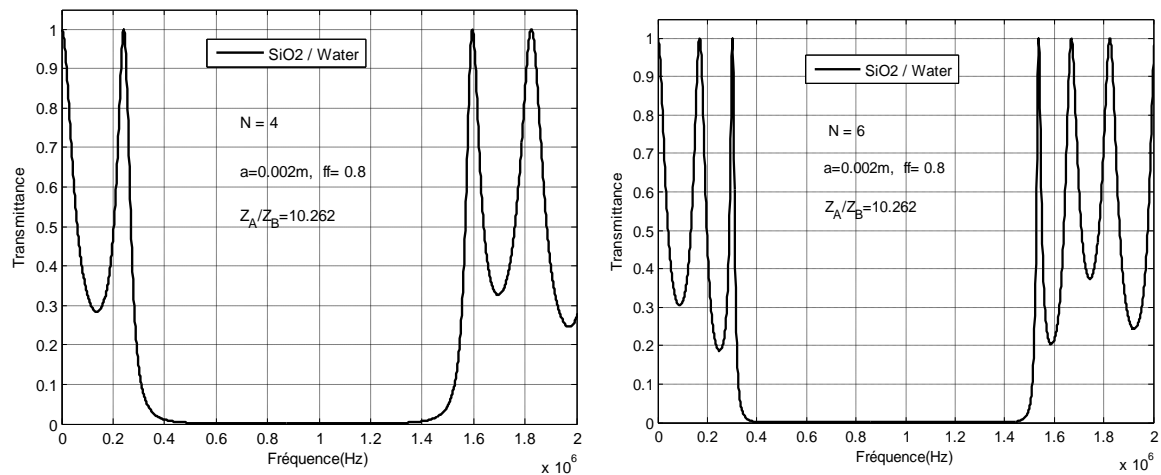


Figure II.6: Coefficient de transmission. (a) Courbes de transmission pour quatre inclusions de SiO₂ / (b) pour six inclusions de SiO₂ dans l'eau, pour $Z_A/Z_B=10.262$. Une bande interdite apparaît entre 0.3 MHz et ~1.5 MHz.

II.5.4. Avantages et inconvénients de la matrice de transfert(TMM)

La méthode de matrice de transfert a de nombreux avantages. C'est un algorithme très utile, très approprié pour les calculs de réflectivité et de transmission de structures multicouches. Il peut prendre des valeurs pour l'indice de réfraction qui sont réelles ou complexes. Un indice de réfraction réel représente un matériau sans perte tandis qu'un indice de réfraction complexe peut représenter l'un des deux types de matériaux. Si la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est négative, alors le matériau est absorbant. Si c'est positif alors c'est une indication d'avoir un milieu de gain. La méthode de matrice de transfert peut également gérer n'importe quel nombre de couches dans une structure multicouche. De plus, ces couches peuvent être ordonnées de n'importe quelle manière et il n'est pas nécessaire qu'elles soient périodiques. Même si elles sont périodiques, la cellule unitaire répétée ne doit pas être composée de deux couches seulement, mais d'un nombre quelconque de couches. Il n'y a également aucune restriction sur l'épaisseur de n'importe quelle couche. L'épaisseur et l'indice de réfraction de chaque couche peuvent être définis indépendamment. Cela rend la TMM la plus appropriée pour la modélisation des structures formées par différentes multicouches périodiques. La méthode de matrice de transfert peut gérer des structures présentant un contraste d'indice élevé entre les couches.

La méthode de matrice de transfert a également quelques inconvénients. Par exemple, il suppose que le plan perpendiculaire à la direction de propagation est infini, ce qui signifie que chaque couche dans une structure multicouche s'étend indéfiniment dans ses deux dimensions. Bien sûr, c'est irréaliste, donc les couches qui sont modélisées

doivent être assez larges pour éviter les erreurs de cette hypothèse. La méthode de matrice de transfert calcule le champ dans toute la structure en le propageant d'une couche à l'autre par des relations matricielles. Un autre inconvénient du TMM est qu'elle est limitée à la propagation d'onde continue et ne peut pas gérer la propagation d'impulsions. Pour modéliser les impulsions, la méthode de matrice de transfert doit être combinée avec la transformée de Fourier.

II.6. CONCLUSION

Les méthodes numériques d'analyse et de simulation telles que la méthode FDTD, FEM, PWE et TMM sont devenues des techniques incontournables pour simuler le comportement mécanique des structures périodiques notamment les cristaux phononiques vis-à-vis une onde acoustique dans ce type de milieu. Ainsi, à partir des équations de mouvement élastique, elles ont permis aux chercheurs d'accéder aux calculs des courbes de dispersion de ces systèmes. Chacune de ces méthodes numériques d'analyse, 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. Dans ce travail, notre intérêt est basé sur la méthode des matrices de transfert TMM puisque elle représente la méthode la plus adaptée aux structures multicouches. Elle nous permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexions lors de la propagation d'une onde acoustique / élastique.

CHAPITRE III

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

III.1.INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter et simuler le spectre de réflexion et de transmission dans le cas d'un cristal phononique unidimensionnel de type solide/ liquide. En premier temps, nous allons étudier l'évolution de la bande interdite pour un réseau parfait. Ensuite, en second temps ; on va étudier un réseau 1D imparfait sous forme d'un miroir de bragg dans lequel un défaut est inséré au centre de miroir.

Les simulations sont réalisées en utilisant un code écrit avec le logiciel MATLAB à partir des éléments de la méthode des matrices de transfert (TMM).

III. 2. STRUCTURE ETUDIEE

Dans cette section, on va examiner la propagation des ondes élastiques longitudinales à incidence normal à travers un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) de type solide/liquide par la méthode des matrices de transfert (TMM).

La figure 1 illustre la structure étudiée. Cette dernière est un cristal phononique 1D fini composé de deux matériaux de propriétés élastiques différentes; le matériau A (verre ; SiO₂) et le matériau B (eau) en bleu, le cristal est formé par l'empilement de N bicouches SiO₂/Eau.

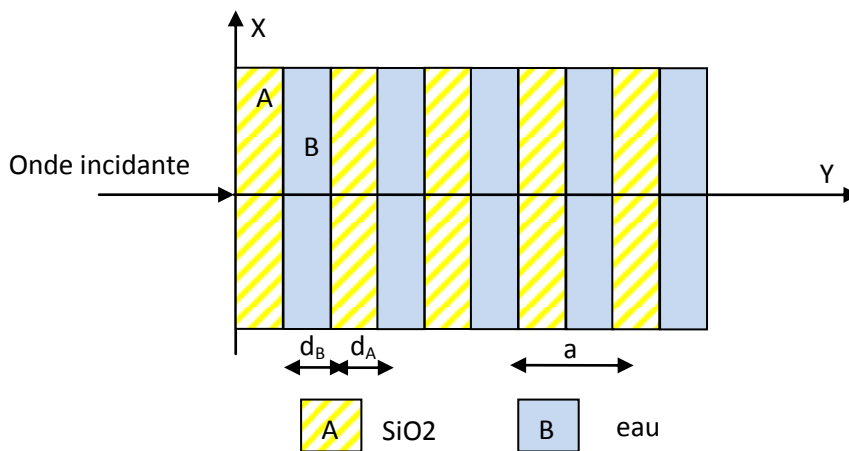


Figure III.1: (a) Représentation schématique du PnC-1D composé de Eau (bleu) et SiO₂ (jaune).

La période du réseau est $a = d_A + d_B = 2$ mm,

Où : d_A : l'épaisseur de la couche de SiO₂ en jaune; $d_A = 1.6$ mm

d_B : l'épaisseur de la couche de eau en bleu; $d_B = 0.4$ mm

Les propriétés acoustiques de l'eau à 20°C et les propriétés élastiques du verre (SiO₂) constituant le cristal sont illustrées dans le tableau III.1.

Matériau	ρ (kg/m ³)	v_T (m/s)	v_L (m/s)
Eau à 20°C	998.206	0	1482.3
SiO ₂	2600	3370	5840

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux constituant le cristal phononique solide/liquide.

III. 3. SPECTRE DE REFLEXION ET DE TRANSMISSION

La figure III.2 (a) illustre le spectre de transmission pour la propagation d’une onde longitudinale à travers de la structure multicouche décrite au paragraphe précédent pour la propagation d’une onde longitudinale à incidence normale. Alors que, la figure III.2 (b) illustre le spectre de réflexion pour la même structure. Les deux spectres sont obtenus en utilisant un code en matlab de la méthode TMM. D’après les deux spectres, il est clair que le cristal phononique considéré présente une bande interdite phononique dans laquelle le tau de transmission égale à 0 dont la gamme des fréquences comprise entre 0.35 et 1.5 MHz.

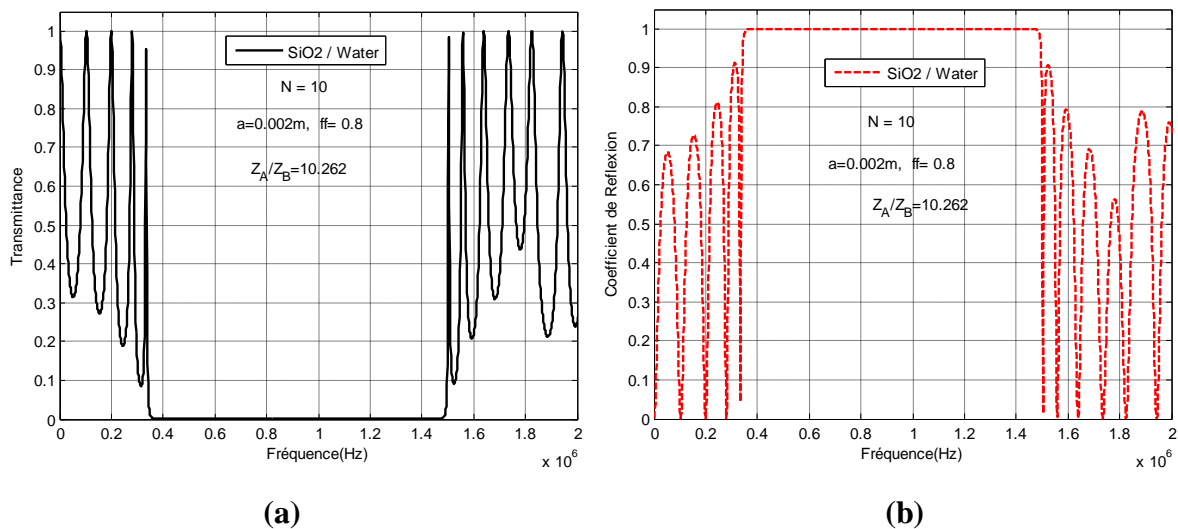


Figure III.2: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale, (b) Spectre de réflexion en fonction de la fréquence.

III. 4. ETUDE DE LA BANDE INTERDITE PHONONIQUE

La location et la taille de la bande interdite phononique peut être sensiblement translatée et élargie par variation des impédances acoustiques des matériaux utilisés (densité et vitesse de propagation) ainsi que par la variation des paramètres géométriques tels que le nombre de cellules élémentaires, l’épaisseur de chaque couche et aussi par angle d’incidence de l’onde acoustique.

Afin d'étudier l'influence de ces paramètres, nous allons simuler le spectre de transmission et de réflexion en variant à chaque fois un des paramètres géométrique du cristal phononique unidimensionnel parfait (Verre/eau).

III.4. 1. Influence du nombre de couches

Dans cette partie, on a fixé tout d'abord, les paramètres géométriques et physiques de la structure multicouche, ensuite en utilisant le même code de la méthode TMM nous allons étudier l'influence de nombre de couches sur la bande interdite phononique.

La figure III.3 montre le spectre de transmission en fonction le nombre de couches utilisées dans la construction du cristal phononique 1D formé par les N bicouches SiO₂/Eau. Les figures (a), (b), (c) et (d) sont obtenus pour N=4, 6, 10, 16 respectivement.

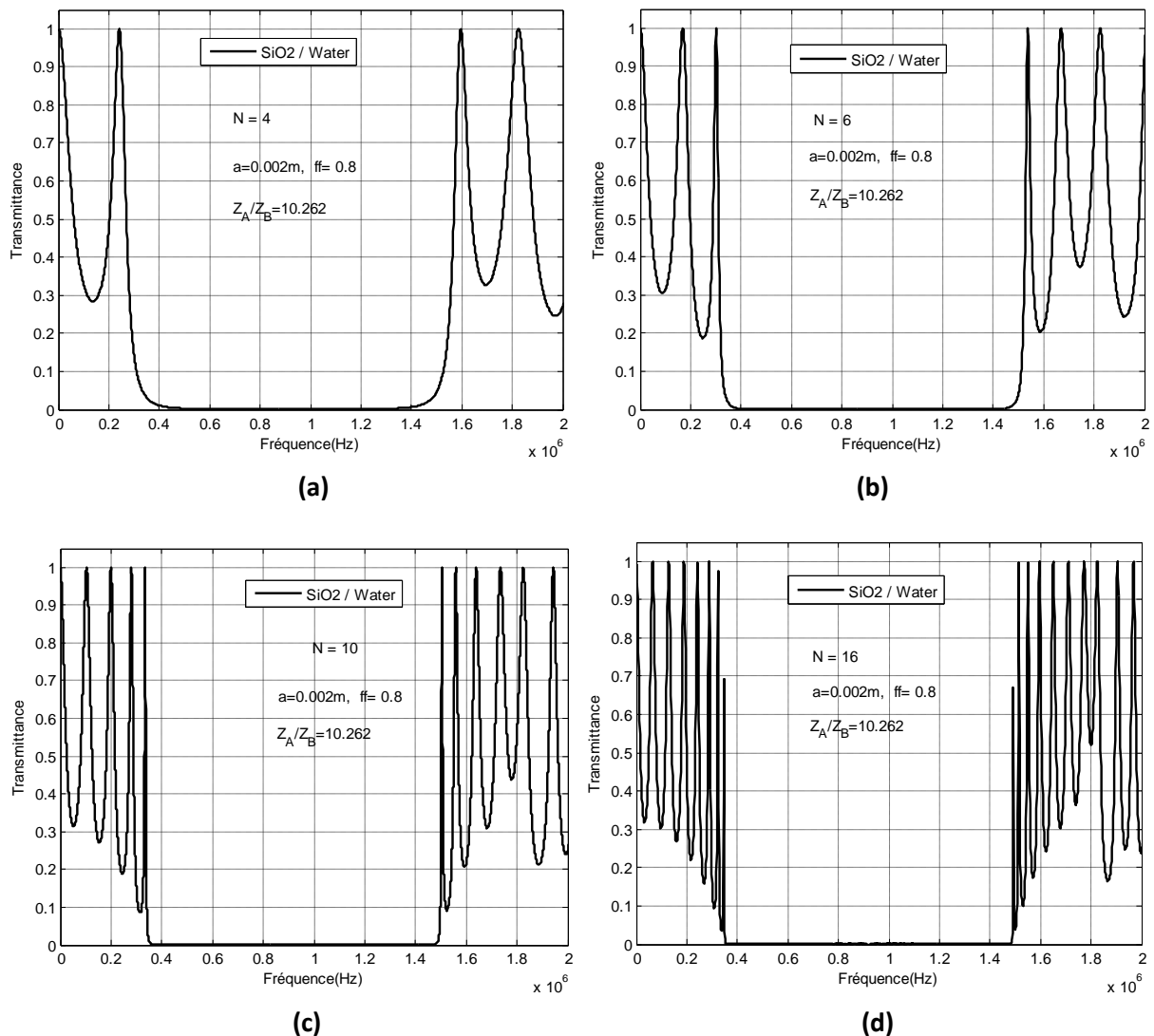


Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale: (a) pour N=4, (b) pour N=6, (c) N=10 et (d) pour N=16 couches.

D’après les résultats obtenus, il est clair que plus le nombre de périodes est élevé plus le coefficient de transmission s’approche de la valeur normalisé (100%), avec une diminution de la largeur de la bande et la bande ouverte devient plus raide.

III.4.2. Influence du contraste de l’impédance acoustique

Pour étudier l’influence du contraste dans l’impédance acoustique de la couche A et la couche B sur la propagation des ondes acoustiques à incidence normale à travers la structure multicouche (N=10 couches). Tout d’abord, il est nécessaire de fixer les autres paramètres géométriques ; la période $a=2\text{ mm}$ et le facteur de remplissage est 80%. Ensuite, nous allons réaliser une série de simulations en utilisant le même Code Matlab.

La figure III.4 illustre le spectre de transmission on fonction de la fréquence pour quatre valeurs du contraste en impédance acoustique Z_A/Z_B .

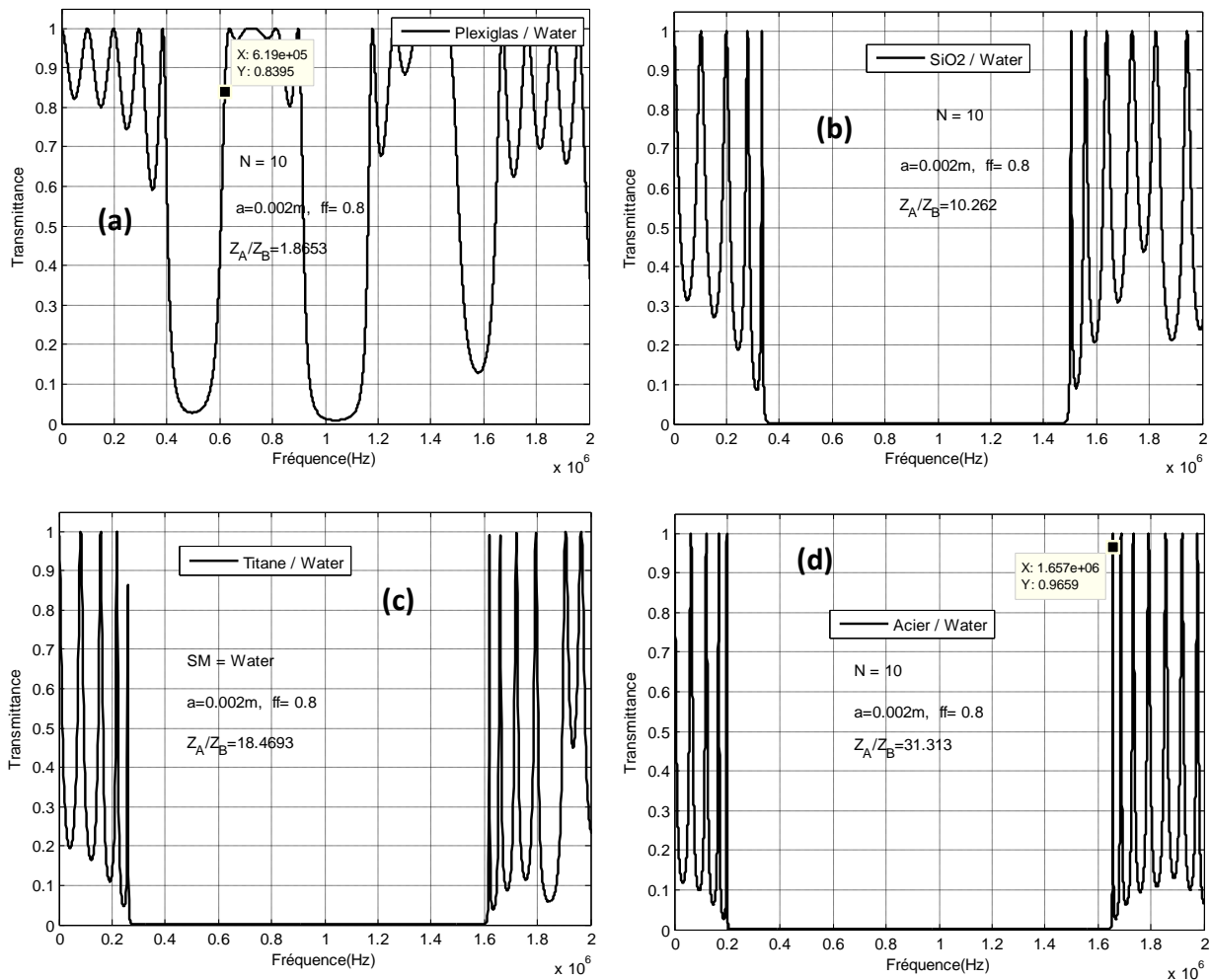


Figure III.4: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale à incidence normale : (a) pour $Z_A/Z_B=1.86$, (b) pour $Z_A/Z_B=10.26$, (c) pour $Z_A/Z_B=18.46$ et (d) pour $Z_A/Z_B=31.31$.

Le tableau 2, résume le taux de transmission et la fréquence de résonance pour différentes impédances acoustiques. Les résultats de simulation sont obtenus en modifiant le même code en Matlab.

Z_A/Z_B	1.22	1.86	10.26	11.67	18.46	31.31
f_{center} (MHz)	0.4	0.5	0.9421	0.9587	0.9392	0.9275
Δf (MHz)	0.12	0.2377	1.2158	1.2585	1.3596	1.459

Tableau III.2: Taux de transmission et fréquences de résonance.

La figure III.5 illustre les évolutions de la largeur et la location des bandes phononiques en fonction du contraste en impédance acoustique concernant la matrice et les inclusions. En particulier, plus le contraste dans la vitesse de propagation et dans la densité augmente, plus la bande est large, ainsi que la location de la bande change et décale vers les fréquences élevées.

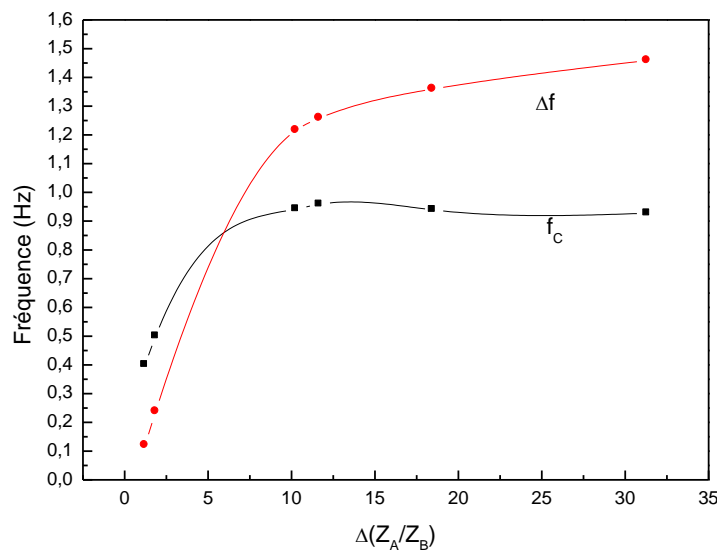


Figure III.5: Evolutions de la largeur et la location des bandes phononiques en fonction de ΔZ

III.4.3. Influence du facteur de remplissage

Il est intéressant d'étudier l'influence des paramètres géométriques et notamment le facteur de remplissage sur les propriétés des interdites; dans le paragraphe suivant on va étudier l'effet du facteur de remplissage sur la position et la largeur des bandes.

Cependant, pour une structure donnée, on peut définir un facteur de remplissage comme étant le rapport entre le volume occupé par l'inclusion de SiO₂ sur le volume de la cellule élémentaire. Ce facteur de remplissage pour :

$$ff = d_A / (d_A + d_B)$$

La structure étudiée dans ce cas, est un cristal phononique 1D composé de dix couches alternées SiO₂/(eau à 20°C) en fixant les paramètres physiques et en changeant uniquement l'épaisseur de la couche de verre, on obtient différents facteurs de remplissage.

Ensuite, et en utilisant le même code de la méthode TMM, on obtient les spectres de transmission pour différentes valeurs du facteur de remplissage. La figure III.6, illustre les spectres de transmissions pour quatre valeurs du facteur de remplissage.

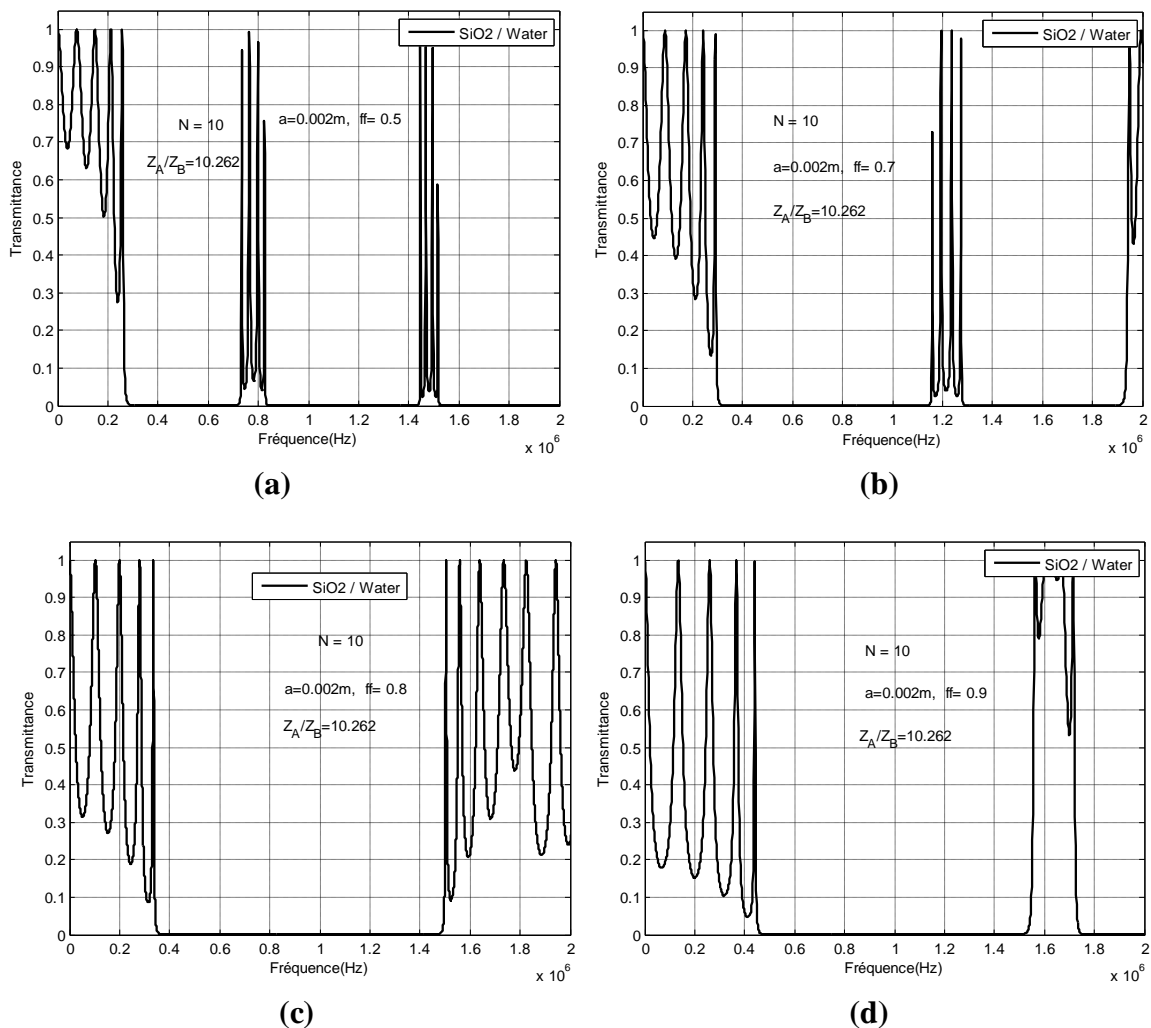


Figure III.6: Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour $ff=0.5$, (b) pour $ff=0.7$, (c) pour $ff=0.8$ et (d) pour $ff=0.9$.

Le tableau 3, résume les valeurs des résultats obtenus en utilisant le même code pour différentes valeurs du facteur de remplissage.

ff %	0.1	0.25	0.4	0.5	0.70	0.80	0.90	0.95	0.975
f_{high}	466000	466000	466000	466000	466000	466000	466000	466000	466000
f_{low}	288100	288100	288100	288100	288100	288100	288100	288100	288100
f_{center}	377050	377050	377050	377050	377050	377050	377050	377050	377050
ΔBIP	177900	177900	177900	177900	177900	177900	177900	177900	177900

Tableau III.3: Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites.

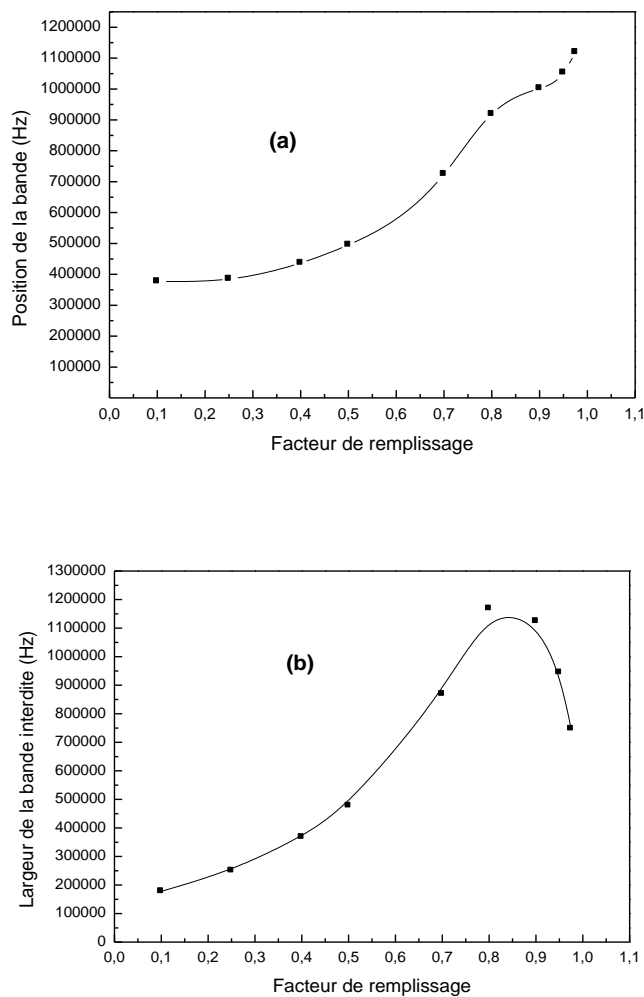


Figure III.7: (a) Variations de la position de la bande interdite phononique, (b) Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction des paramètres géométriques.

La figure III.7 (a) représente la location de bandes interdite ; il est clair que plus le facteur de remplissage augmente, les bandes ouvertes se décalent vers les fréquences élevées.

La figure III.7 (b) illustre les variations des bandes interdites en fonction du facteur de remplissage pour la structure considérée, elle montre clairement qu'il y a un rapport entre le facteur de remplissage et la largeur de la bande. La largeur de la première bande ouverte est maximale pour un facteur de remplissage égale à $ff=80\%$. Ainsi que pour des facteurs de remplissages très élevés ou très faibles la largeur de la bande décroît et tend vers zéro et les bandes interdites ouvertes initialement peuvent être disparaîtraient.

III. 5. ETUDE D'UN RESONATEUR A CRISTAL PHONONIQUE 1D

Les structures phononique multicouches présentent une nouvelle plateforme dans le domaine de la détection des propriétés acoustiques des matériaux.

Dans cette partie, nous allons présenter et simuler le spectre de transmission et de réflexion d'un cristal phononique unidimensionnel (solide/liquide) sous forme d'un réseau de bragg, en utilisant le logiciel MATLAB à partir d'un programme qui concerne les éléments de la méthode des matrices de transfert.

III. 5. 1. Structure étudiée

La structure étudiée est un empilement unidimensionnel périodique composé de deux matériaux (cristal 1D), elle est formée de 7 couches SiO₂/Eau et elle est soumise à une onde acoustique longitudinale à incidence normale (Figure III.8).

Les deux couches A et B du système étudié ont des épaisseurs d_A et d_B , respectivement telle que $d_A=CL_A/4$ et $d_B=CL_B/4$. Avec CL_A et CL_B sont la célérité de l'onde acoustique longitudinale dans le milieu A et B respectivement. Au milieu de la structure périodique est insérée la couche C qui représente le défaut (Analyte) de largeur $D=2*d_B$. La structure obtenue est un filtre symétrique; ou un miroir de bragg autour de la couche C.

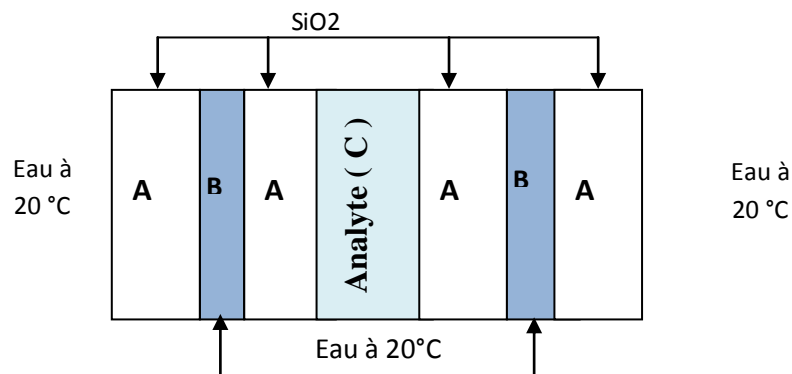


Figure III.8. Représentation schématique d'un cristal phononique 1D avec défaut au centre de largeur $D=2*d_B$ mm

Dans ce travail, nous allons utiliser la méthode des matrices de Transfert pour étudier et simuler la propagation des ondes acoustiques longitudinales à incidence normale à travers la structure périodique.

Le tableau III.4 montre les conditions de simulations avec les valeurs des propriétés géométriques et physiques des différents matériaux utilisés.

Couche	A	B	C
Matériau	Verre	Eau à 20 °C	Eau à 20 °C
Epaisseur (mm)	$d_A=1.46$	$d_B=0.370575$	$D=2*d_B=0.74115$
Densité (Kg/m ³)	2600	998.206	998.206
Célérité (m/s)	5840	1482.3	1482.3

Tableau III.4: Paramètres physiques et géométriques des matériaux utilisés dans la structure multicouche étudiée.

Sur les figures III.9 (a) et (b), nous avons reporté les résultats de simulations obtenus en utilisant un code de la méthode TMM écrit en Matlab. La figure III(a) représente le spectre de transmission d’une structure périodique sans défauts, alors que la figure III (b) représente le spectre de transmission d’un réseau de bragg après l’insertion d’un défaut au centre de la structure. Il est clair que le défaut provoque l’appariation d’un pic de transmission égale presque 100% à la fréquence 1MHz.

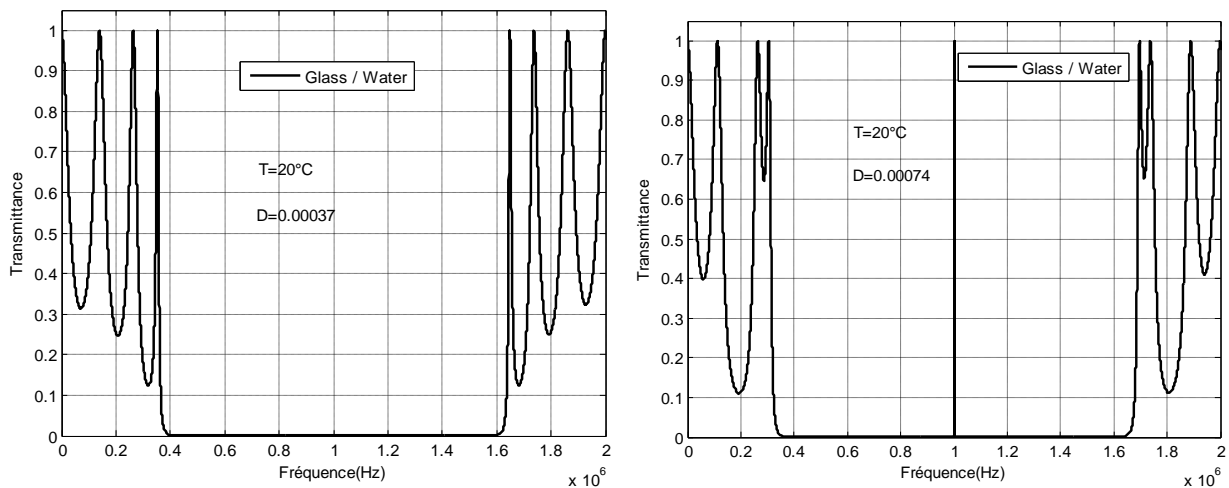


Figure III.9: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale: (a) pour un cristal phononique sans défaut, (b) pour un cristal phononique avec défaut au centre de largeur $D = 2*L_B$

III. 5. 2. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Ici, nous allons utiliser le même code de la méthode TMM pour effectuer les simulations d’un filtre à réseau de bragg pour montrer l’application des cristaux phononiques 1D dans le domaine des détecteurs.

1. Détection de l’effet de la température

Dans ce paragraphe on essaye d’utiliser le cristal Solide-liquide pour la détection de la température. Ensuite, on fixe les paramètres géométriques, ensuite on change uniquement le liquide injecté dans la couche C. Ce dernier est rempli par l’eau de mer à différentes températures.

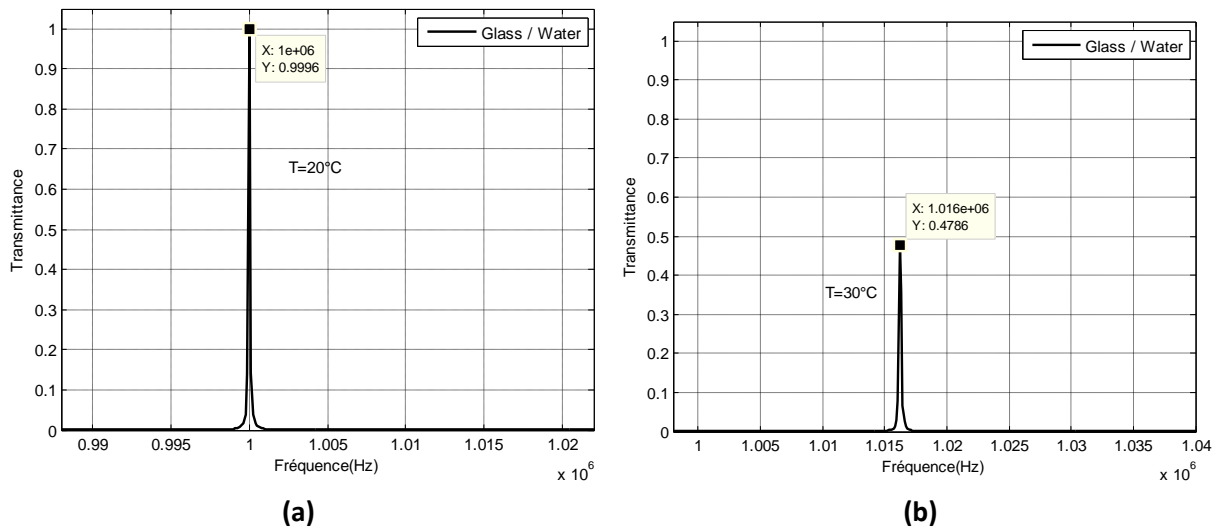


Figure III.10: Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d’un cristal phononique 1D : (a) Pour T=20°C , (b) pour T=30°C.

Le tableau ci- dessous, donne les propriétés acoustiques densité et célérité de l’analyte. Ce dernier est de l’eau de mer non saliné, à pression 0 dbar et de largeur $D=2*d_B$ à différentes températures.

Température (°C)	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Tau de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
0	999.843	1402.4	0.98	950000
10	999.702	1447.3	0.62	978000
20	998.206	1482.3	1	1000000
25	997.048	1496.7	0.49	1009000
30	995.651	1509.1	0.478	1016000

Tableau III.5 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes degrés de Température dans l’eau de mer pour : S=0 (eau pure) et à pression P = 0 dbar [45,46].

Les figures III.10 (a), (b) illustrent le spectre de transmission en fonction de la fréquence pour deux valeurs de la température de l'eau de mer. Pour l'eau douce (20 °C) et pour l'eau à 30°C. Les deux pics représentent les deux modes propagatifs.

Les résultats de simulations obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert sont reportés dans le tableau III.5. Ce dernier donne les valeurs des propriétés physiques telles que la densité et la vitesse de propagation d'une onde d'ultrason à travers le défaut (la couche C), ainsi que le tau de transmission et la fréquence de résonance.

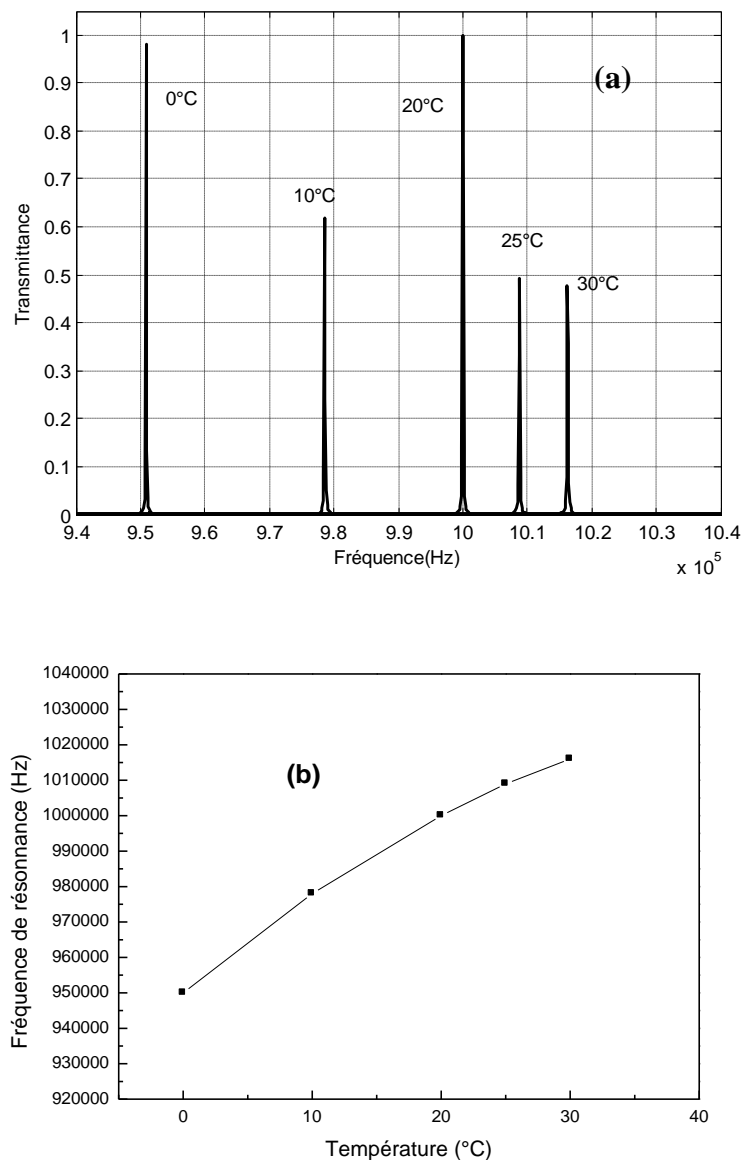


Figure III.11 : (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes températures, (b): Variations de la fréquence de résonance en fonction de la température.

La figure III.11 (a) montre l'existence d'un pic de transmission importante pour différente température du liquide injecté dans la couche C. Il est clair que plus la température augmente, le pic de transmission due à l'existence du défaut décale vers les fréquence élevées.

La figure III.11(b) représente cette variation de la fréquence de résonance, ce décalage peut être utilisé pour la détection de température du liquide.

2. Détection de l'effet de la pression

Le tableau ci- dessous, donne les propriétés acoustiques densité et célérité de l'analyte. Ce dernier est de l'eau de mer non saliné, à pression 0 dbar et de largeur $D=2*d_B$ à différentes températures. Les spectres illustrés sur les figures III.12 (a) et III.12(b) sont obtenues pour deux pressions différentes ; P=0 dbar et 5000 dbar respectivement.

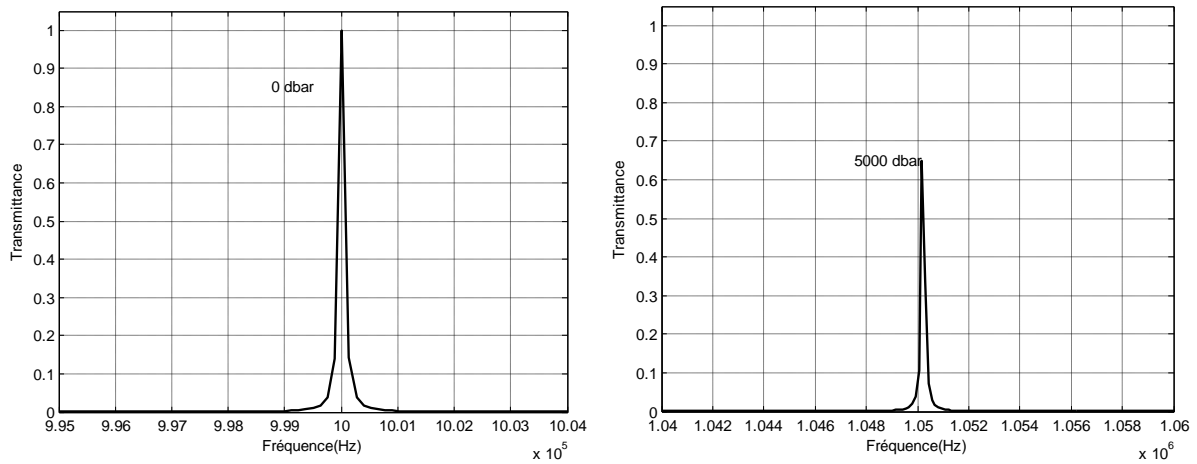


Figure III.12 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour P= 0 dbar, (b) Pour P = 5000 dbar

Le tableau III.6, donne la densité de l'eau de mer et la vitesse de propagation d'une onde d'ultrason à travers l'eau de mer à différentes pressions, ainsi que les résultats de simulation (le Tau de transmission et la fréquence de résonance) obtenus par la méthode TMM.

Pression (dbar)	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Tau de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
0	998.206	1482.3	1	1000000
1000	1002.739	1498.9	1	1010000
2000	1007.178	1515.6	1	1020000
5000	1019.962	1565.9	0.65	1050000
10000	1039.652	1650.0	1	1100000

Tableau III.6 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes Température dans l'eau de mer pour S=0 (eau pure) et à T=20°C [45,46].

La figure III.13 (a) montre l'existence d'un pic de transmission importante pour chaque valeur de la pression du liquide injecté dans la couche C (défaut). La figure III.13(b), illustre l'évolution de la fréquence de résonance c.à.d la position où la location du pic en fonction de la pression du défaut, il est clair que plus la pression augmente, plus le pic de transmission se déplace vers les hautes fréquences. Ce décalage est due principalement aux variations dans la densité et dans la vitesse de propagation de l'onde a travers les différents matériaux.

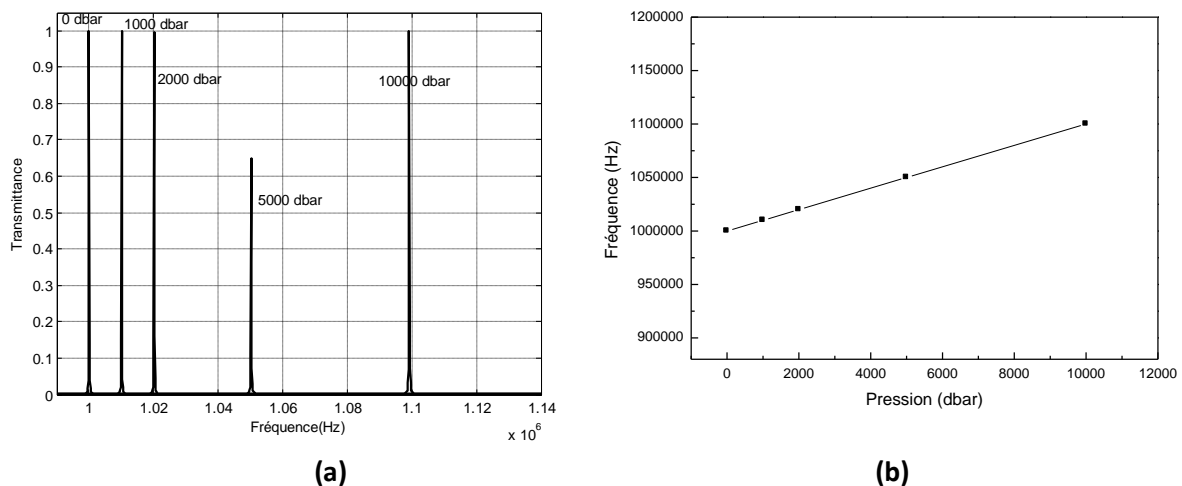


Figure III.13 : (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de pression, (b) : Variation de la position du mode propagatif pour différentes pressions.

3. Détection de la salinité de l'eau de la mer

Pour détecter le degré de salinité de l'eau de mer, on peut utiliser le réseau de bragg décrit précédemment en remplaçant l'analyte à analyser par l'eau de mer de différents degrés de salinité. Tout d'abord, il est nécessaire de fixer les autres paramètres géométriques et physiques. Ensuite, nous avons réalisé une série de simulation en utilisant le même Code Matlab de la méthode TMM.

Les figures III.14 (a) , (b) illustrent le coefficient de transmission en fonction de la fréquence pour deux valeurs de la salinité de l'eau de mer. Pour l'eau douce (0 degré) et pour l'eau de mer à 30 degré de salinité.

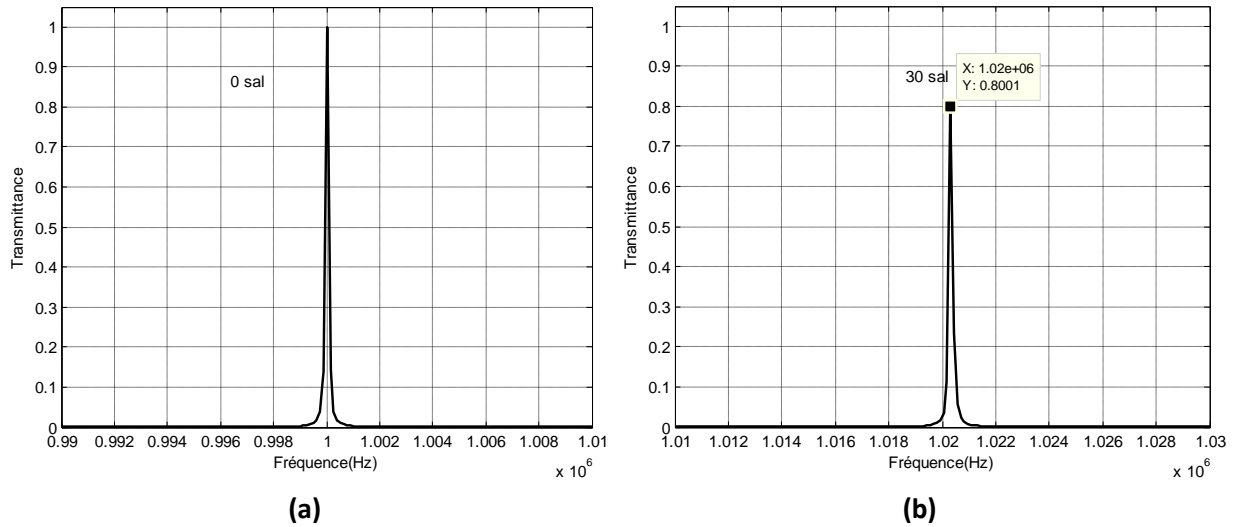


Figure III.14 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d’un cristal phononique 1D : **(a)** Pour Sal= 0 (eau douce), **(b)** Pour eau de mer de sal = 30.

Le tableau III.7 résume les valeurs des propriétés physiques du défaut (eau de mer) à différents degrés de salinités, ainsi que le Tau de transmission et la fréquence de résonance obtenus en utilisant le même code.

X salinité	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Tau de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
0 (eau douce)	998.206	1482.3	1	1E6
30	1020.954	1515.9	0.8	1020000
35	1024.763	1521.5	0.468	1024000
40	1028.582	1527.1	0.82	1027000

Tableau III.7 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différents degrés de salinité de l’eau de la mer (X) à T= 20°C & P=0 dbar [45,46].

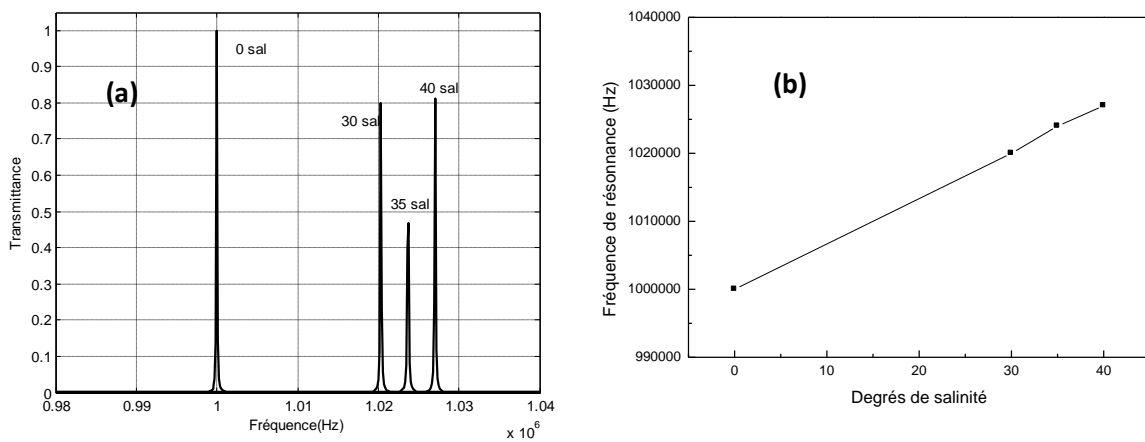


Figure III.15 : **(a)** Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différents degrés de salinité, **(b):** Variation de la position de la bande passante.

La figure III.15 (a) montre l'existence d'un pic de transmission importante pour chaque degré de salinité du liquide injecté dans le défaut. La figure III.15(b), illustre l'évolution de la fréquence de résonance c.à.d la position du pic de transmission en fonction de la salinité du liquide, il est clair que plus la salinité augmente, plus le pic de transmission se déplace vers les fréquences hautes.

4. Détection des propriétés d'un mélange (liquide)

Les cristaux phononiques 1D présentent une nouvelle plateforme dans la détection des propriétés acoustiques des liquides. Dans cette section, nous allons utiliser les pics de transmission spécifiques à l'intérieur de la bande interdite précédemment définis pour déterminer les propriétés d'un mélange. La dépendance de la fréquence dans le spectre de transmission est liée à plusieurs paramètres d'intérêt pratique comme la concentration d'un composant dans un mélange.

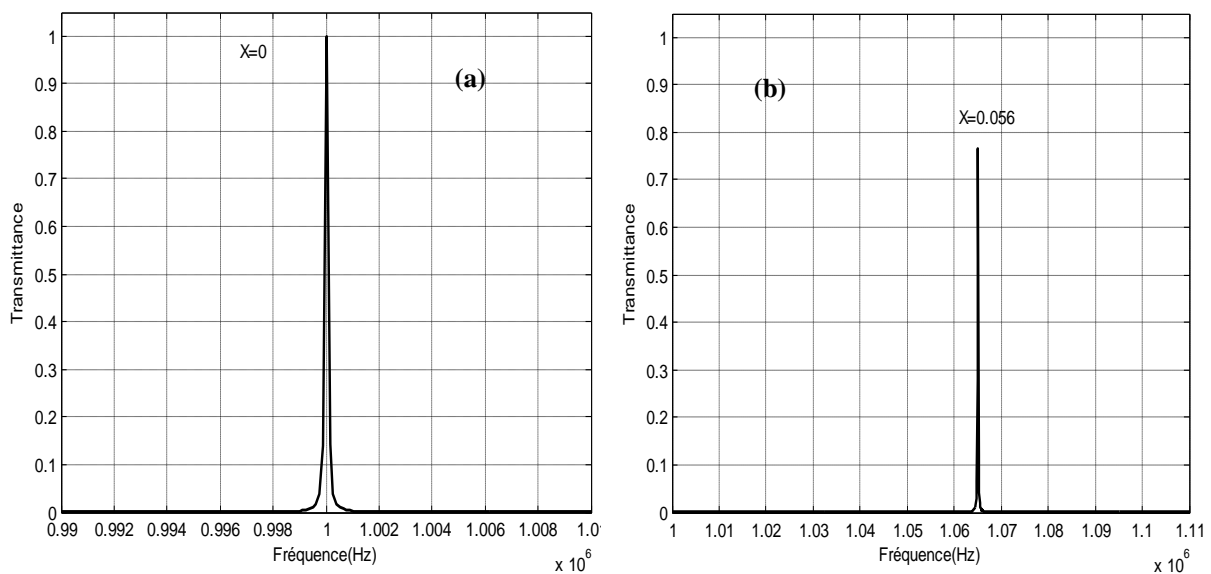


Figure III.16 : Coefficient de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : **(a)** Pour $X=0$ (eau douce), **(b)** Pour $X=0.056$.

Sur la figure III.16 (a) et III.16(b) sont obtenues pour deux valeurs de concentration du propanol dans l'eau ; pour $X=0$ (eau pure) et $X=0.056$. Ensuite, dans le but de montrer d'utiliser les cristaux phononiques 1D pour la détection de la concentration du propanol (X) dans l'eau, nous avons effectué une série de simulations pour différentes valeurs de X .

Le tableau III.8, résume les valeurs des propriétés physiques du défaut pour différentes proportions du propanol dans l'eau, ainsi que les résultats de simulation obtenus en utilisant le même code [47,48].

X Propanol	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Tau de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
0 (eau)	998.206	1482.3	1	1000000
0.021	990	1545	0,88	1038000
0.056	974	1588	0,83	1064000
0.230	908	1421	0,85	962100
0.347	881	1367	0,3	928100
0.596	841	1298	0,5	883900

Tableau III.8 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes concentrations du propanol dans l'eau (X) [47,48].

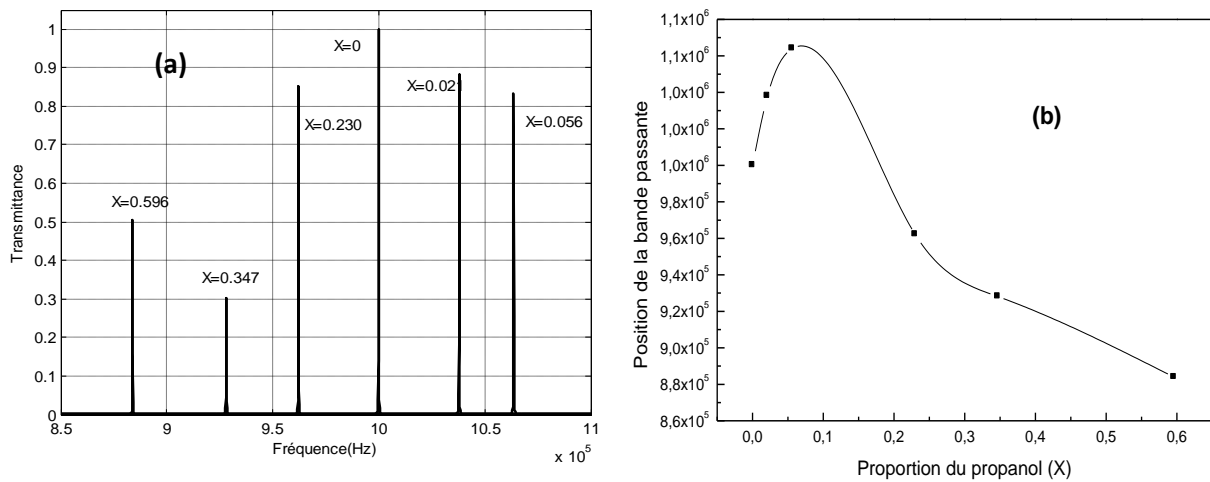


Figure III.17: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes concentrations du propanol, (b) : évolution de la fréquence de résonance en fonction le pourcentage du propanol

Sur la figure III.17 (a), nous avons reporté les spectres de transmissions avec les pics qui représentent les fréquences de résonance pour différentes concentrations du propanol dans l'eau (X =0, X=0.02, X=0.056, X=0.23 , X=0.347, X=0.596).

Alors que, la figure III.17 (b) illustre l'évolution de la fréquence de résonance où la location du pic en fonction de la concentration X , il est clair que plus la la concentration du propanol X dans l'eau augmente, plus le pic se déplace vers les faibles fréquences. Puis, pour les valeurs de X très petites (inférieures à 0.1) les pics se déplacent vers les fréquences élevées.

III.6.CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons eu l'occasion d'étudier la transmission d'une onde acoustique longitudinale à incidence normale à travers un cristal phononique 1D formé par l'empilement de N couches de SiO₂/eau. Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à l'étude d'une structure parfaite SiO₂/eau, puis nous avons étudié une structure avec défaut placé au centre du cristal. Puis, à travers les simulations par la méthode TMM, nous avons montré que les paramètres géométriques notamment l'épaisseur de chaque couche ainsi que les paramètres physiques en particulier l'impédance acoustique joue un rôle important pour créer une bande interdite phonoique.

Ensuite nous avons étudié un miroir de bragg à base d'un cristal phononique 1D imparfait dans laquelle un défaut est inséré au centre de la structure. En modifiant les propriétés physiques (température, pression, salinité et composition) du liquide à l'intérieur de la cavité, nous avons montré que la fréquence des modes de résonance dépend de la nature du liquide inséré. Ce qui nous permet de conclure que les structures multicouches présentent un nouveau plate-forme dans le domaine de la détection.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

En structurant périodiquement la matière, il est possible d'empêcher les ondes acoustiques ou élastiques de se propager dans certaines directions et gammes de fréquences. Ces réseaux périodiques constitués de matériaux composites sont qualifiés de cristaux phononiques. En effet, ces matériaux présentent actuellement un domaine de recherche d'ébullition exponentielle et en évolution permanente notamment dans le domaine des capteurs. Un grand nombre de structures périodiques a été étudié et des approches théoriques variées ont été employées. Toutes ont mis en évidence l'existence de propriétés physiques telles que la présence de bandes interdites, des bandes de fréquences où aucune propagation d'onde n'est permise dans ces structures.

En effet, du fait que le spectre des ondes acoustiques s'étale sur un large gamme 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 l'analyse et la détection des propriétés des fluides. Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude théorique et numérique de la propagation d'une onde acoustique longitudinale à travers une structure multicouche unidimensionnelle à base d'un cristal phononique 1D de type solide/liquide lequel est formé par l'empilement de deux couches de SiO₂ et de l'eau.

En premier lieu, nous nous intéressons à l'étude d'une structure multicouche exempte de défauts et formé par l'empilement de N bicouches SiO₂/Eau, En utilisant un code écrit en Matlab concernant la méthode de la matrice de transfert TMM, nous avons montré à travers la simulation que les paramètres géométriques notamment l'épaisseur de chaque couche, le facteur de remplissage, le nombre de couches jouent un rôle important sur l'ouverture et la location des bandes interdites phononiques. D'autres part, nous avons montré que les paramètres physiques en particulier le contraste entre les impédances acoustiques, les densités et les vitesses de propagation dans les couches constituant le cristal aussi jouent un rôle important sur les caractéristiques de la bande ouverte notamment sur sa largeur.

En second lieu, nous avons étudié un filtre à base d'un cristal phononique 1D. Ce dernier est un miroir de Bragg composé de des structures multicouche de SiO₂/eau symétriques. Entre ces deux structures on a placé une couche de nature et de largeur différentes. Ce dernier contient le liquide à analyser.

En modifiant les propriétés physiques (température, pression, salinité et composition) ou la composition intrinsèque du liquide à l'intérieur de la cavité, nous avons montré que la fréquence des modes de résonance dépend de la nature et des propriétés du liquide inséré.

A travers les résultats de simulation, on peut conclure que les cristaux phononiques 1D présentent une nouvelle plateforme dans le domaine de la détection.

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] ALI BOUGRESSI : Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site
- [3] M. Oudich, « Contribution à l'étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les régimes sonique et hypersonique : approches théorique et expérimentale », these de doctorat, l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 4 novembre 2011
- [4] Boussag Abdellatif , Berra Mohamad Nour El islam, Du diplôme de Master Académique , universite mohamed boudiaf - M'sila , « Etude et simulation de la bande interdite d'un cristal phononique 2D structuré en un réseau carré» , Année universitaire : 2016 /2017
- [5] Solie, L. P., "Surface acoustic wave reflective dot array (RDA)", Applied Physics Letters, vol. 28, no. 8, (1976), pp. 420–422.
- [6] Achenbach, J. D. et Kitahara, M., "Harmonic waves in a solid with a periodic distribution of spherical cavities", The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 81, no. 3, (1987), pp. 595–598.
- [7] S. kheffache, memoire de magister, université mouloud mammeri, tizi-ouzou, "propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels", 2011.
- [8] Jaffre, T., "Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi périodiques et leurs applications aux antennes", Thèse de doctorat - Université de Limoges, (2005).
- [9] Ho, K.M., Chan, C.T. et Soukoulis, C. M., Phys. Rev . Lett. 65, 3152, 1990.

- [10] 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).
- [11] 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.
- [12] Nasri omar, Mémoire Académique , universite mohamed boudiaf - M'sila , «Etude théorique et numérique d'une structure périodique pour l'isolation phonique» , Année universitaire : 2016 /2017
- [13] Jaffre, T., "Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes", Thèse de doctorat - Université de Limoges, (2005).
- [14] S. Bouhedja, doctorat d'état en physique, universite mentouri constantine, etude des vitesses des ondes de surface et de l'atténuation du mode de rayleigh via un capteur fonctionnant en champ noir.
- [15] Yannick Merle, «Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels», Thèse de doctorat n°47-2003, Université de limoges, Novembre 2003.
- [16] Quentin Rolland ,Thèse de doctorat, Université de valenciennes et du hainute-campresis, " Couplages acousto-optiques dans les cristaux photoniques et phononiques " , Le 12/12/2013, à Valenciennes
- [17] Fugen Wu, Zhengyou Liu et Youyan Liu : Splitting and tuning characteristics of the point defect modes in two-dimensional phononic crystals. Phys. Rev. E, 69:066609, Jun 2004.
- [18] A. Khelif, M. Wilm, V. Laude, S. Ballandras et B. Djafari-Rouhani : Guided elastic waves along a rod defect of a two-dimensional phononic crystal. Phys. Rev. E, 69:067601, Jun 2004.

- [19] Feng Li, Jun Liu et Yihui Wu : The investigation of point defect modes of phononic crystal for high q resonance. *Journal of Applied Physics*, 109(12):124907, 2011.
- [20] M. Torres, F. R. Montero de Espinosa, D. Garc´-Pablos et N. Garc´ : Sonic band gaps in finite elastic media : Surface states and localization phenomena in linear and point defects. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3054–3057, Apr 1999.
- [21] Mourad Oudich, M. Badreddine Assouar et Zhilin Hou : Propagation of acoustic waves and waveguiding in a two-dimensional locally resonant phononic crystal plate. *Applied Physics Letters*, 97(19):193503, 2010.
- [22] Jia-Hong Sun et Tsung-Tsong Wu : Propagation of surface acoustic waves through sharply bent two-dimensional phononic crystal waveguides using a finite-difference time-domain method. *Phys. Rev. B*, 74:174305, Nov 2006.
- [23] A. Khelif, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur et L. Dobrzynski : "Two-dimensional phononic crystal with tunable narrow pass band : Application to a waveguide with selective frequency". *Journal of Applied Physics*, 94(3):1308–1311, 2003.
- [24] Chunyin Qiu, Zhengyou Liu, Jun Mei et Jing Shi : Mode-selecting acoustic filter by using resonant tunneling of two-dimensional double phononic crystals. *Applied Physics Letters*, 87(10):104101, 2005.
- [25] Saeed Mohammadi, Ali Asghar Eftekhari, William D. Hunt et Ali Adibi : High-q micromechanical resonators in a two-dimensional phononic crystal slab. *Applied Physics Letters*, 94(5):051906, 2009.
- [26] Xiaochun Li et Zhengyou Liu : Coupling of cavity modes and guiding modes in two-dimensional phononic crystals. *Solid State Communications*, 133(6):397 – 402, 2005.
- [27] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur et P. A. Deymier : Transmission and dispersion relations of perfect and defect-containing waveguide structures in phononic band gap materials. *Phys. Rev. B*, 68:024302, Jul 2003.

- [28] Yan Pennec, Jérôme O. Vasseur, Bahram Djafari-Rouhani, Leonard Dobrzynski et Pierre A. Deymier : Two-dimensional phononic crystals : Examples and applications. *Surface Science Reports*, 65(8):229 – 291, 2010.
- [29] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane et V. Laude : Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal. *Applied Physics Letters*, 87(26):261912, 2005.
- [30] Guidiane Soumia , Meksali Ikram , memoire de master en genie biomédicale ,université Abou Bakr belkaïd - Tlemcen , "réalisation d'une plateforme exploitant les ultrasons pour les mesures de distances et de vitesse : application à la mesure du débit respiratoire" , Année universitaire : 2015-2016
- [31] PRE PRINT Acoustique et Techniques " L'acoustique ultrasonore et ses applications"12-19, (2004)
- [32] RÉGIS LOGIER , université de lille " l'intelligence artificielle en echographie ", Année universitaire : 2018-2019
- [33] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2022 (1993)
- [34] J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushawaha, and P. Halevi, *J. Phys : Condens. Matter*, **6** 8759-8770 (1994)
- [35] M. M. Sigalas, and E. N. Economou, *Europhys. Lett.* **36** 241-246 (1996)
- [36] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, and A-C. Hladky-Hennion.
- [37] Guerder, Pierre-Yves , "Theoretical and Numerical Study of Nonlinear Phononic Crystals", The University of Arizona , Download date: 21/09/2018
- [38] Stefan A. Bringuier, acoustic logic gates implemented using a phase-controlling phononic crystal, masters of Science in the graduate college, the University of Arizona, 2011
- [39] M. Sigalas and N. Garcia, *J. Appl. Phys.* 87(6), 3122 (2000)

- [40] Edson Jansen Pedrosa de Miranda Junior, Dynamic Analysis of Phononic Crystals and Elastic Metamaterials Using Semi-Analytical and Numerical Approaches
- [41] Le livre blanc de l'acoustique en France en 2010
- [42] ZHANG V. Y., GRYBA T., ORELLANA J. M., COLLET B., Surface Impedance Matrix for the Study of Acoustical Propagation in Multilayered Structures, *Acta Acustica united with Acustica*, 88 (2), 218-230 (2002).
- [43] BRUNEAU M., POTEL C., *Matériaux et acoustique (Tomes 1 et 2)*, Lavoisier (2006).
- [44] Guerder, Pierre-Yves , "Theoretical and Numerical Study of Nonlinear Phononic Crystals", The University of Arizona , Download date: 21/09/2018
- [45] Wilson W. D., Speed of sound in sea water as a function of temperature, pressure and salinity. *J. Acoust. Soc. Am.*, (1960), 32, 641-645.
- [46] Gérard COPIN MONTEGUT, *Propriétés physiques de l'eau de mer*, Polycopié.
- [47] Samira AMOUDACHE, «Cristaux phoxoniques accordables ; application au domaine des capteurs », thèse de doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2015.
- [48] U. Bog, C. L. C. Smith and M. W. Lee, High-Q microfluidic cavities in silicon- based two-dimensional photonic crystal structures, *Opt. Lett.* 33, 2206 (2008).

Résumé:

Les cristaux phononiques 1D sont des structures multicouches formées par l'alternance d'au moins de deux couches de propriétés élastiques différentes. Ces cristaux peuvent présenter sous certaines conditions des caractéristiques de résonance spécifiques. L'introduction d'un défaut dans un cristal régulier périodique peut générer un mode résonnant, également appelé mode défaut, à l'intérieur des bandes interdites caractéristiques des cristaux phononiques exempte de défauts. Les fréquences de résonance du défaut peuvent fournir des informations utiles sur les propriétés et la composition d'un liquide. Notre travail consiste à l'étude théorique des fréquences de résonance d'un miroir de Bragg à cristal phononique unidimensionnels solide/liquide afin de montrer la possibilité d'exploiter ces structures dans le domaine des capteurs de liquide.

Abstract:

1D phononic crystals are multi-layered structures formed by the alternation of two or more layers of different elastic properties. These crystals can exhibit specific resonance characteristics under certain conditions. The introduction of a defect in a periodic regular crystal can generate a resonant mode, also called a defect mode, within the forbidden bands characteristic of phononic crystals free of defects. The resonant frequencies of the fault can provide useful information on the properties and composition of a liquid. Our work consists in the theoretical study of the resonance frequencies of a solid / liquid one-dimensional phononic crystal bragg mirror in order to show the possibility of exploiting these structures in the field of liquid sensors.

ملخص

البلورات الصوتية 1D عبارة عن هياكل متعددة الطبقات تتشكل عن طريق تبديل طبقتين أو أكثر من الخصائص المرنة المختلفة. يمكن أن تظهر هذه البلورات خصائص رنين محددة في ظل ظروف معينة. يمكن أن يؤدي إدخال عيب في بلورة منتظمة دورية إلى توليد وضع طنين، يسمى أيضاً وضع العيب، ضمن النطاقات الممنوعة التي تتميز بها البلورات الصوتية الخالية من العيوب. يمكن للترددات الرنانة للخطأ أن توفر معلومات مفيدة عن خصائص وتكوين السائل. يتكون عملنا من الدراسة النظرية لترددات الرنين لمرآة الكريستال الصوتية الصلبة / السائلة أحادية البعد من أجل إظهار إمكانية استغلال هذه الهياكل في مجال أجهزة استشعار السوائل.