

**UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA**

**Faculté des Sciences Appliquées**

**Département de Génie Mécanique**



**Mémoire**

**MASTER ACADEMIQUE**

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Fabrication Mécanique et Productique

**Présenté par : LAKHAL Saber et GHERIB Seifeddine**

**Thème :**

***Simulation acoustique de matériaux***

***Cellulaires***

Soutenu publiquement le / /2020 devant le jury :

**Président :**

**Pr M. BOUAKBA**

**UKM Ouargla**

**Examineur :**

**MAA M. KHALFI**

**UKM Ouargla**

**Encadreur :**

**MCB M. BOUKHATEM**

**UKM Ouargla**

Année universitaires : 2019/2020

# *Remerciements*

Tout d'abord, je tiens à remercier le bon Dieu le tout Puissant de m'avoir donné la force et le courage de mener à bien ce modeste travail, également je remercie infiniment mes sœurs et frères, qui m'ont encouragé, poussé et aidé à arriver à ce stade de ma formation.

A Mon Encadreur **Mr. BOUKHATEM Mourad** Votre compétence, votre encadrement a toujours suscité mon profond respect. Je vous remercie pour votre accueil et vos conseils. Veuillez trouver ici, l'expression de ma gratitude et de ma grande estime. Aux membres du jury Président du Jury : **M. BOUAKBA** et Examineur : **M. KHALFI**. Messieurs les membres du jury, vous nous faites un grand honneur en acceptant de juger ce travail. Je dois un remerciement à tous mes enseignants pour leurs qualités scientifiques et pédagogiques. À mes amis Je tiens à remercier chaleureusement, tous mes proches et tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont apporté leurs aide et sollicitude pour accomplir ce travail.

# *Dédicace*

Je dédie ce travail à ceux qui sont la source de mon inspiration et  
mon courage.

À mon père et à ma mère, que Dieu ait pitié d'eux

A ma très chère sœur (Nacira), qui m'a donné toujours l'espoir  
de vivre et qui n'a jamais cessé de prier pour moi.

Et surtout pour son sacrifice afin que rien n'entrave le  
déroulement de mes études.

A ma petite famille (Linda, Nacira, Nabil, Noureddine, Youssra)  
pour ses encouragements et son soutien, et à tous ceux qui ont  
contribué à ce travail de près ou de loin.

Tous mes amis.

## **Saber**

# *Dédicace*

Je dédie ce travail à ceux qui sont la source de mon inspiration et  
mon courage.

A ma très chère mère, qui m'a donné toujours l'espoir de vivre et  
qui n'a jamais cessé de prier pour moi.

A mon très cher ma femme et mes chers frères

A mon très cher père, pour ses encouragements et son soutien, et  
surtout pour son sacrifice afin que rien n'entrave le déroulement de  
mes études.

Mes chers frères.

Tous mes amis.

## **Seifeddine**

## الملخص:

في سياق الاستفادة من المواد الخلوية وبهدف عزل او انتشار اهتزازات الصوتية يجمع هذا العمل نتائج وتفسيرات تأثير المواد خلوية على انتشار الموجات الصوتية. تهدف الدراسة الحالية الى استكشاف امكانية المواد الخلوية على عزل او انتشار وذلك من خلال بنية الهيكلية للمادة والتي كانت في هذه الدراسة مادة (بولي ميتاكريليت الميثيل PMMA) عبر مجموعة من تأثيرات صوتية كطيف الضغط والضغط الصوتي. إن النتائج المتحصل عليها تيرهن على مدى انتشار الموجة في مادة (بولي ميتاكريليت الميثيل) والتي كان فيها طول مثالي لانتشار موجة هو 5مم.

## الكلمات المفتاحية:

بولي ميتاكريليت الميثيل. المواد الخلوية. اهتزازات الصوتية.

## Résumé :

Dans le cadre de l'utilisation de matériaux cellulaires et afin d'isoler ou de diffuser des sons, ce travail recueille les résultats et les interprétations de l'effet de la structure des matériaux cellulaires sur une onde sonore. Cette étude a exploré la propriété des matériaux cellulaires à isoler ou propager des ondes vibro-acoustiques et cela à travers une structure cellulaire dont la substance était soit le PMMA ou l'ABS, sous diverses sollicitations et d'en voir les effets acoustiques suivants : le spectre de la pression acoustique et pression acoustique.

Les résultats obtenus démontrent l'étendue de la propagation des ondes dans un matériau cellulaire périodique, dans lequel nous avons constaté l'existence d'une longueur critique de propagation qui est de 5mm.

**Mots clés :** matériaux cellulaires, matériaux périodiques, vibro-acoustiques.

## Abstract:

In the context of the use of cellular materials and in order to isolate or diffuse sounds , this work collects the results and interpretations of the effect of the structure of cellular materials on a sound wave. This study explored the property of cellular materials to isolate or propagate vibro-acoustic waves through a cellular structure whose substance was either PMMA or ABS, under various stresses and to see the following acoustic effects: spectrum of sound pressure and sound pressure.

The results obtained demonstrate the extent of wave propagation in a periodic cellular material, in which we observed the existence of a critical propagation length, which is 5mm.

**Keywords:** cellular materials, periodic materials, vibro-acoustics.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale	1
<b>Chapitre I : Recherche Bibliographe sur les matériaux cellulaires et analyse vibro-acoustique par la méthode de la matrice de transfert</b>	
I .Introduction	3
I.1 Matériaux cellulaires	3
I.1.1 Définition	3
I.1.2 Différents types de matériaux cellulaires	3
I.1.3 Propriétés des matériaux cellulaires	4
I.1.4 Application	4
I.2 Principes de base de la transmission acoustique	5
I.2.1 Propagation d'énergie	6
I.2.2 Atténuation du faisceau d'ondes	6
I.3 Réflexion, réfraction et transmission	7
I.4.1 Méthode de la matrice de transfert	8
I.4.2 Matrice de transfert d'une couche d'air	11
I.4.3 Matrice de transfert d'une plaque élastique	11
I.4.4 Matrice de transfert d'un matériau poreux	12
I.4.5 Matrice de transfert totale	13
I.5 Conclusion	15
<b>Chapitre II : Simulation vibro-acoustique d'un matériau cellulaire périodique. Analyse paramétrique</b>	
II Introduction	17
II.1 Analyse modale d'une cellule unitaire de la structure périodique	20
II.2 Analyse harmonique de la cellule unitaire	22
II 3.1 Sollicitation par une source de masse	22
II.3.1.1 Cas ou la longueur de la phase air $L_{air} = 1mm$	22
II.3.1.2 Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 5 mm$	23
II.3.1.2 Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 10 mm$	25
II.3.2 Sollicitation par une vitesse de surface	27
II.3.2.1. Cas ou la longueur de la phase air $L_{air} = 1mm$	27
II.3.2.2Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 5 mm$	29

## Liste de matières

II.3.2.3 Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 10\text{ mm}$	30
II.4 Analyse harmonique de la cellule unitaire	32
II.4.1 Excitation par une source de masse	32
II.4.1.1 Cas ou la longueur de la phase fluide $L_{eau} = 1\text{ mm}$	32
II.4.1.2 Cas ou la longueur de la phase fluide $L_{eau} = 5\text{ mm}$	34
II.4.1.2. Cas ou la longueur de la phase fluide $L_{eau} = 10\text{ mm}$	35
II.4.2 Excitation par une vitesse de surface	37
II.4.2.1 Cas ou la longueur de la phase eau $L_{eau} = 1\text{ mm}$	37
II.4.2.2 Cas ou la longueur de la phase eau $L_{eau} = 5\text{ mm}$	39
II.4.2.3 Cas ou la longueur de la phase eau $L_{eau} = 10\text{ mm}$	40
II.5 Relation de dispersion et apparition du phénomène de Bande de fréquence	42
II.6. Conclusion	44
Conclusion générale	44
Les Références	45

## LISTE DES FIGURES

<b>Figure 1</b>	Matériaux cellulaires : (a) nid d'abeilles, (b) mousse ouverte, (c) mousse fermé	3
<b>Figure 2</b>	Matériaux cellulaires 2D Matériaux cellulaires tridimensionnels (3D)	3
<b>Figure 3</b>	Matériaux cellulaires 3D	3
<b>Figure 4</b>	Représentation d'une onde acoustique	5
<b>Figure 5</b>	Onde progressive sinusoïdale	6
<b>Figure 6</b>	Onde incidente frappant une interface entre deux milieux	7
<b>Figure 7</b>	Représentation d'un système mécanique par une boîte noire	9
<b>Figure 8</b>	Schéma d'un système passif à grandes dimensions latérales	10
<b>Figure 9</b>	Modèle d'une couche d'air	11
<b>Figure 10</b>	Modèle d'une plaque solide élastique	11
<b>Figure 11</b>	Modèle d'une couche poreuse (matériau poreux)	12
<b>Figure 12</b>	Modèle d'interface air-plaque.	13
<b>Figure 13</b>	Modélisation du domaine vibro-acoustique	14
<b>Figure 14</b>	Discrétisation d'un milieu périodique continu	14
<b>Figure 15</b>	Structure périodique.	17
<b>Figure 16</b>	Cellule unitaire	18
<b>Figure 17</b>	Forme et dimension de la structure (PMMA)	20
<b>Figure 18</b>	Maillage de la structure	20
<b>Figure 19</b>	Premiers modes propres de la plaque solide.	21
<b>Figure 20</b>	Premières fréquences propres de la plaque solide	21
<b>Figure 21</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	22
<b>Figure 22</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	23
<b>Figure 23</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	23
<b>Figure 24</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	24
<b>Figure 25</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	24



<b>Figure 26</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	25
<b>Figure 27</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	25
<b>Figure 28</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	26
<b>Figure 29</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	27
<b>Figure 30</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	28
<b>Figure 31</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	29
<b>Figure 32</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	29
<b>Figure 33</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	30
<b>Figure 34</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	30
<b>Figure 35</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	31
<b>Figure 36</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	31
<b>Figure 37</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	32
<b>Figure 38</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	33
<b>Figure 39</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	33
<b>Figure 40</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	34
<b>Figure 41</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	34
<b>Figure 42</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	35
<b>Figure 43</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	35
<b>Figure 44</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	36
<b>Figure 45</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	36
<b>Figure 46</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	37
<b>Figure 47</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	37
<b>Figure 48</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	38
<b>Figure 49</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	38

<b>Figure 50</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	39
<b>Figure 51</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	39
<b>Figure 53</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	40
<b>Figure 54</b>	Variation de déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences	40
<b>Figure 55</b>	Variation de spectre de la pression avec la paroi pour différentes fréquences	41
<b>Figure 56</b>	Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences	41
<b>Figure 57</b>	Fréquence spatiale en fonction de la fréquence temporelle dans un milieu	42
<b>Figure 58</b>	Bande de fréquence à transmission complète (passe bande) et à transmission nulle (stop bande)	43
<b>Figure 59</b>	Evolution du vecteur d'onde de Bloch en fonction de l'épaisseur de la paroi solide	43

#### LISTE DES TABLEAUX

<b>Tableau 1</b>	Propriétés du PMMA	18
<b>Tableau 2</b>	Propriétés de l'ABS	19

# **Introduction Générale**

# Introduction Générale

L'évolution technologique moderne est principalement due au développement des matériaux utilisés et présentant des propriétés mécaniques spécifiques. Les matériaux cellulaires, qui font partie non négligeable de ces matériaux, ont attiré l'attention des chercheurs depuis de nombreuses années. Ces matériaux présentent des combinaisons de propriétés intéressantes et sont de plus en plus intégrés dans les produits manufacturés. En plus de leurs propriétés mécaniques spécifiques importantes, ils présentent en effet des propriétés supplémentaires d'absorption des vibrations, de thermo-isolation, qui permet de remplir plusieurs fonctions simultanément. Toutes ces propriétés varient beaucoup selon l'architecture des matériaux considérés, à savoir la morphologie. Pour bien prédire ces propriétés, il est donc nécessaire d'analyser correctement cette architecture. [2]

Cette étude est dédiée à l'exploration, par simulations numériques, des propriétés vibro-acoustiques des matériaux cellulaires périodiques. Notre effort s'est concentré sur l'éclaircissement de l'effet des paramètres géométriques de la cellule sur les propriétés de transmission et étouffement des ondes acoustiques de la structure. L'étude a permis d'évaluer l'importance de l'influence de ces paramètres à autre la densité relative sur les propriétés mécaniques de la structure.

Ce mémoire rapportant le travail accompli dans le cadre de ce Master académique en Fabrication Mécanique et Productique Domaine : Sciences et Technologie est constituée de 2 chapitres et d'une conclusion générale.

**Le premier chapitre** contient les résultats d'une recherche bibliographique énumérant les différents types de matériaux cellulaires et relatant l'état de l'art actualisé en matière de recherches sur cette catégorie incontournable de matériaux. Le deuxième volet de cette étude bibliographique est consacré à l'exposition des équations générales de l'acoustique, ainsi qu'à un exposé détaillé sur la méthode de la matrice de transfert qui sera utilisé pour déterminer les bandes de fréquences passante et d'arrêt de la structure.

Dans **le deuxième chapitre** nous réalisons une analyse numérique modale de la cellule unitaire de la structure afin de dégager ses fréquences et formes propres. Ensuite, des simulations acoustiques sont menées en vue de déterminer les forme et dimensions optimaux de la structure puis déterminer les paramètres acoustiques qui déterminent la relation de dispersion qui gouvernent ce type de matériaux.

Finalement, le mémoire est clôturé par les conclusions générales tirées de cette étude et les perspectives pour la suite du travail.

# **Chapitre I**

## **Recherche bibliographique sur les matériaux cellulaires et analyse vibro-acoustique -méthode de la matrice de transfert-**

## I. Introduction

Les matériaux cellulaires sont l'un des matériaux les plus importants qui isolent le son et la chaleur et de nombreux facteurs en raison de leurs caractéristiques, car dans les industries modernes, ils sont devenus d'une grande importance.

Dans ce chapitre, nous présentons des généralités sur les matériaux cellulaires, les vibrations acoustiques, des informations sur les propriétés, le mécanisme d'action, les applications et certaines équations, ainsi que le couplage entre eux. [3]

### I.1. Matériaux cellulaires

#### I.1.1. Définition

Un matériau cellulaire peut être défini en tant que solide composé de plusieurs cellules ouvertes ou fermées régulièrement. Les matériaux cellulaires sont connus par leur faible densité, ou plus exactement leur densité faible, la densité définie comme le rapport de densité du matériau cellulaire à celle du matériau constitutif du squelette. Elle est souvent de l'ordre de 0.1 de sorte que le volume est essentiellement occupé par de l'air. Contrairement aux matériaux poreux, les variations de pression dans le fluide interstitiel (here un gaz) peuvent être négligées. Les modes de déformation dominants dans ces matériaux sont donc la flexion et le flambage des parois fines des cellules. [2] Les matériaux cellulaires consistent en un réseau interconnecté d'entretoises rigides ou de plaques qui forment les bords et les faces de la cellule, Il y a trois structures illustrées à la figure 1. L'une des formes les plus simples est une matrice bidimensionnelle, qui forme une ruche hexagonale comme une ruche, et pour cette raison nous l'appelons une ruche. Plus couramment, une cellule est multi-surface, c'est-à-dire tridimensionnelle, et pour remplir l'espace, un matériau solide à partir duquel la mousse est fabriquée est contenu sur les bords de la cellule.

La géométrie des matériaux cellulaires et leurs propriétés est un type intéressant en soi. La caractéristique la plus importante des matériaux cellulaires est la densité relative, c'est-à-dire la densité d'une substance cellulaire  $\rho$  divisée par la densité de la substance  $\rho_s$  qui compose les murs. Les parois cellulaires peuvent être fabriquées avec une très faible densité de 0,001. [1]

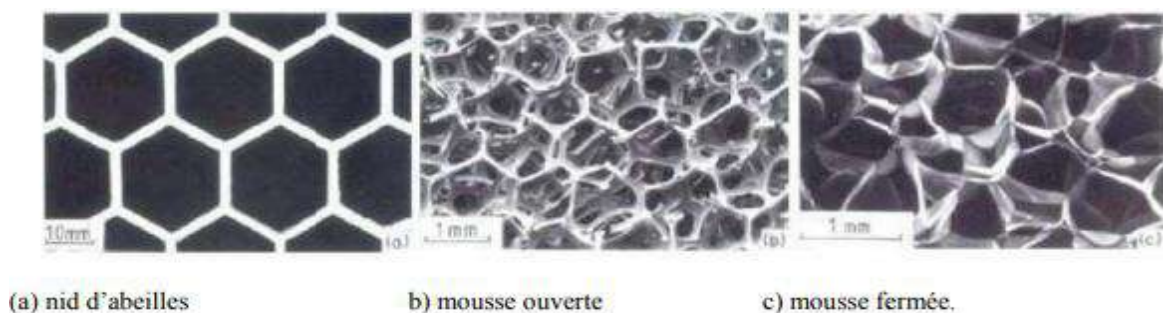


Figure 1 : Matériaux cellulaires : (a) nid d'abeilles, (b) mousse ouverte, (c) mousse fermé.

#### I.1.2. Différents types de matériaux cellulaires

Il existe deux types de matériaux cellulaires, selon leur forme et leur emplacement. En conséquence, nous constatons qu'il existe des matériaux cellulaires bidimensionnels (2D) et des matériaux cellulaires tridimensionnels (3D). [1]

➤ **Matériaux cellulaires bidimensionnels 2D**

Ces matériaux sont formés de différentes formes, et nous les trouvons sous la forme de triangles, de carrés et d'autres...

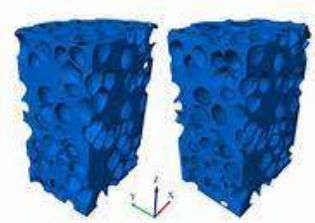


Figure 2 : Matériaux cellulaire 2d Matériaux cellulaires tridimensionnels (3D).

Ces matériaux se présentent sous différentes formes, Nous le trouvons sous la forme de formes géométriques spécifiques avec une organisation spécifique comme le montre la figure2.



Figure 3 : Matériaux cellulaire 3d.

**I.1.3. Propreté de matériaux cellulaire**

Les matériaux cellulaires ont des propriétés physiques, mécaniques et thermiques différentes qui sont mesurées selon les mêmes méthodes que celles utilisées pour les solides entièrement denses. Il existe quatre de ces propriétés de résistance à la compression, la densité, la conductivité thermique et model d'Young. Les faibles densités permettent la conception de composants légers et rigides tels que les panneaux sandwich et les grandes structures portables. La faible conductivité thermique garantit que l'isolation thermique est peu coûteuse et fiable, et ne peut pas être améliorée facilement de manière. Sa faible dureté rend les mousses idéales pour une large gamme d'applications, par exemple, les mousses flexibles donnent de faibles forces et de grandes contraintes de tension. [1]

**I.1.4 Application**

Les propriétés énumérées ci-dessus sont directement liées à quatre principaux domaines d'application de l'isolation thermique aux matériaux cellulaires : L'emballage, l'utilisation structurelle et la flottabilité intermédiaire représentent la plupart des mousses produites aujourd'hui, alors commençons par ces choses. Mais il y a d'autres domaines importants et plus petits de l'application, et nous y reviendrons à la fin de la section.

➤ **Isolation thermique**

La plus grande application unique des mousses polymères et de verre est l'isolation thermique, des produits aussi modestes que des tasses à café jetables et aussi élaborés que l'isolation des fusées d'appoint pour la navette spatiale, éliminent la faible conductivité thermique

des systèmes de transport de bâtiments en mousse. La masse thermique d'une mousse est proportionnelle à sa densité relative de sorte qu'elle ne représente qu'un petit pourcentage de celle du solide dont elle est faite. [1]

➤ **Emballage**

La deuxième utilisation majeure du solide cellulaire artificiel est dans l'emballage. Un emballage efficace doit absorber l'énergie des chocs ou des forces générées par la décélération sans soumettre le contenu à des contraintes dommageables. [1]

➤ **De construction**

De nombreux matériaux structurels naturels sont des solides cellulaires en bois, os spongieux et corail, tous supportent de grandes charges statiques et cycliques pendant de longues périodes de temps et l'exemple le plus évident est leur utilisation dans les panneaux sandwich. [1]

**I.2. Principes de base de la transmission acoustique :**

Dans cette partie du chapitre, nous présentons certaines caractéristiques de la transmission du son aérien à travers une paroi solide. La perturbation du milieu apportée par une source sonore perturbe à son tour d'autres régions proches du milieu, donnant naissance à un phénomène que l'on appelle onde.

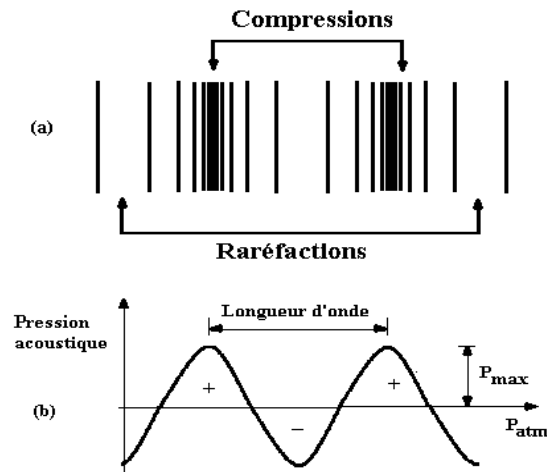


Figure 4 :Représentation d'une onde acoustique.

Le milieu, qui peut être gazeux, liquide ou solide détermine la vitesse de propagation. L'onde sonore est longitudinale (la déformation est parallèle à la direction de propagation) ; dans un gaz, des tranches d'air se déplacent autour d'une position d'équilibre (Fig. 4). Elle peut être décrite par un scalaire  $p$ , égal à la variation de pression  $p$  (autour de la valeur  $p_0$ ) au passage de la perturbation. Cette perturbation est liée au déplacement de la tranche d'air par :



$$p = c\rho \frac{d\psi}{dt} \quad (1)$$

ou  $\psi = a\cos\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)$  est le déplacement d'un point m éloigné à la distance x à l'instant t, le facteur  $Z = c\rho$  est l'impédance du milieu et le rapport  $k = \omega/c$  est appelé : nombre d'onde, le déplacement s'écrit :  $\psi = a\cos(\omega t - kx)$ .

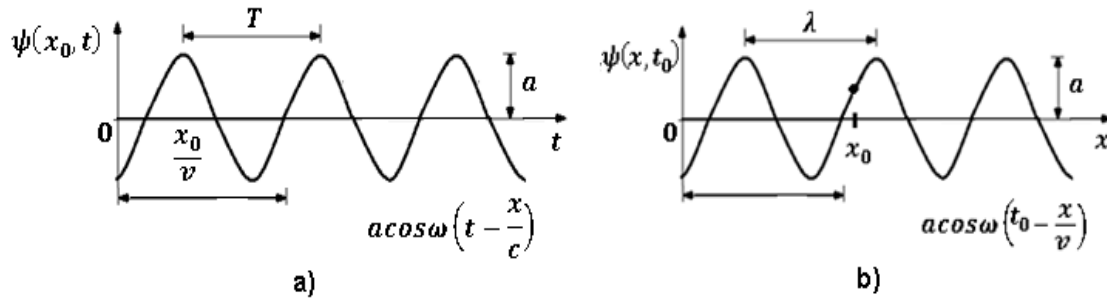


Figure 5 :Onde progressive sinusoidale ; a) en fonction du temps, b) en fonction de l'espace.

### I.2.1. Propagation d'énergie :

L'énergie produite au niveau de la source se propage dans l'espace sans transport de matière ; dans le cas d'une onde sphérique, la quantité d'énergie reçue (par un récepteur) diminue avec la distance à la source ; dans le cas d'une onde plane, cette quantité d'énergie reste, presque, fixe si le milieu est non dispersif. La densité d'énergie qui est la quantité d'énergie transportée par unité de volume  $dV$  vaut :

$$\frac{dW}{dV} = \frac{1}{2}\rho_0 a^2 \omega^2 \quad (2)$$

Ce qui correspond à une intensité (puissance par unité de surface) :

$$I = \frac{dW}{Sdt} = c \frac{dW}{dV} = \frac{1}{2}c\rho_0 a^2 \omega^2 \quad (3)$$

L'évaluation de l'intensité acoustique s'effectue en utilisant des échelles logarithmiques et ceci en raison de la grande distribution de ces valeurs :

$$L - L_0 = 10\log_{10} \frac{I}{I_0} \quad (4)$$

L s'exprime en dB

### I.2.2. Atténuation du faisceau d'onde :

Cette atténuation est due à l'interaction de l'onde avec la matière donnant une dissipation dans le milieu sous forme de chaleur et aussi due à la diffraction et la diffusion de l'onde. La décroissance de l'amplitude est exponentielle :

$$a = a_0 e^{-\alpha x} \quad (5)$$

L'intensité est proportionnelle au carré de l'amplitude, décroît sous forme :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6)$$

Où  $\mu = 2\alpha$  est le coefficient d'atténuation linéique, qui dépend du milieu et de la fréquence de l'onde. L'atténuation totale du faisceau est mesurée en décibel :

### I.3. Réflexion, réfraction et transmission

Lorsqu'une onde sonore rencontre une interface entre deux milieux d'impédances différentes, il en résulte une onde réfléchie et une onde transmise (Fig. 6).

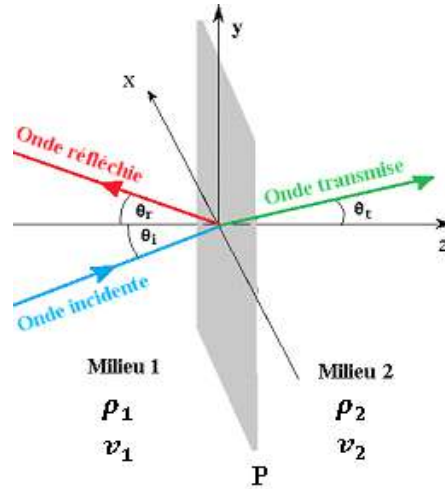


Figure 6 : Onde incidente frappant une interface entre deux milieux.

Le coefficient de réflexion est défini comme étant le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie sur celle de l'onde incidente :

$$r = \frac{\psi_r(P)}{\psi_i(P)} \quad (7)$$

P étant l'interface séparant le milieu 1, de densité  $\rho_1$  et vitesse de propagation  $v_1$  du milieu 2, de densité  $\rho_2$  et vitesse de propagation  $v_2$

La condition de continuité du champ au niveau de l'interface P et à n'importe quel instant t va nous permettre de calculer ces coefficients :

$$\psi_i(P, t) + \psi_r(P, t) = \psi_t(P, t) \quad (8)$$

En remplaçant (7) dans (8) on obtient :

$$\begin{cases} r = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_2 + Z_1} \\ \tau = \frac{2\sqrt{Z_1 Z_2}}{Z_2 + Z_1} \end{cases} \quad (9)$$

Dans la première relation rien n'empêche d'avoir  $Z_2 > Z_1$  donc  $r$  peut être positif ou négatif et  $|r| < 1$  et est toujours positif et inférieur à 1.

Si  $r$  est négatif (l'onde arrive sur un milieu d'impédance plus forte (donc de vitesse de propagation plus petite), on a un changement de sens de l'onde au moment de la réflexion : changement de polarité.

Pour les intensités sonores, proportionnelles au carré des amplitudes les coefficients de réflexion et de transmission sont tels que :

$$R = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad (10)$$

$$T = \frac{2Z_1^2}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad (11)$$

La conservation d'énergie implique que  $R + T = 1$

Le coefficient de transmission  $\tau$  peut s'écrire en fonction de la puissance d'une surface et est défini comme étant le rapport entre la puissance transmise  $W_t$  et la puissance incidente sur la surface  $W_i$ .

$$\tau = W_t / W_i \quad (12)$$

L'indice d'affaiblissement acoustique (parfois appelé perte de transmission, en anglais Transmission Loss) est défini en dB comme suit :

$$TL = 10 \log \left( \frac{1}{\tau} \right) \quad (13)$$

Avec  $p$  indiquant la pression et  $v$  la vitesse de la particule, la puissance acoustique est définie comme :

$$W = \frac{1}{2} \text{Real}(p^* v) = \frac{|p|^2}{2} \text{Real} \left( \frac{1}{Z_c} \right) \quad (14)$$

#### I.4. Méthode de la matrice de transfert :

La méthode de la matrice de transfert est une méthode utilisée en optique et en acoustique pour analyser la propagation des ondes électromagnétiques ou acoustiques à travers un milieu stratifié.

La réflexion d'une onde à partir d'une seule interface entre deux milieux est décrite par les équations de Fresnel. Cependant, lorsqu'il y a plusieurs interfaces les réflexions elles-mêmes sont également partiellement transmises, puis partiellement reflétées. Selon la longueur exacte du trajet, ces réflexions peuvent interférer de manière destructive ou constructive. La réflexion globale d'une structure de couche est la somme d'un nombre infini de réflexions.

La méthode de la matrice de transfert est basée sur le fait que, selon les équations de Maxwell, il existe des conditions de continuité simples pour le champ électrique à travers les limites d'un milieu à l'autre. Si le champ est connu au début d'une couche, le champ à la fin de la couche peut être dérivé d'une simple opération de matrice. Un empilement de couches peut ensuite être représenté sous la forme d'une matrice système, qui est le produit des matrices de couches individuelles. La dernière étape du procédé consiste à reconvertir la matrice du système en coefficients de réflexion et de transmission. L'idée est que tout système mécanique peut être considéré comme étant une boîte noire (Fig. I.6), bornée par deux ports terminaux à ses extrémités et liant d'une manière linéaire les paramètres acoustiques de ses extrémités.

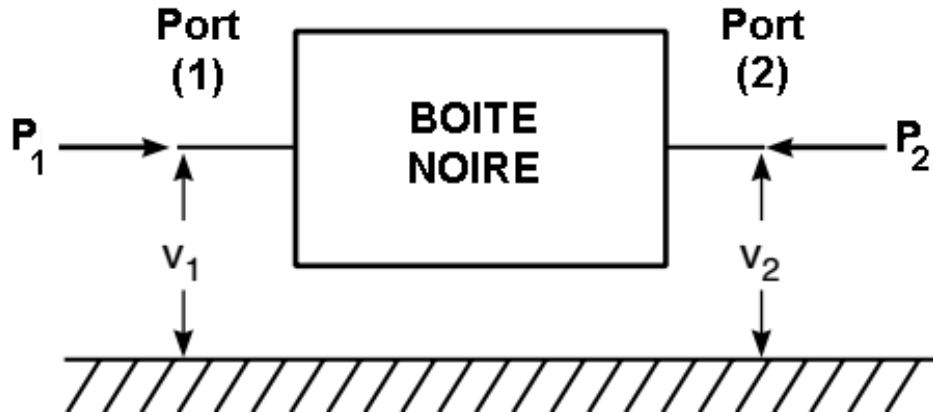


Figure 7 : Représentation d'un système mécanique par une boîte noire.

$$V_1 = TV_2 \quad (15)$$

Où  $V_1$  représente le vecteur des paramètres acoustiques du port 1 qui se trouve à gauche de la boîte noire (ou à l'entrée du système mécanique) et s'exprime par :

$$V_1 = V_G = \begin{Bmatrix} P_1 \\ v_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_2 \\ v_2 \end{Bmatrix} \quad (16)$$

$V_2$  Représente le vecteur des paramètres acoustiques du port 2 qui se trouve à droite de la boîte noire (ou à la sortie du système mécanique) et s'exprime par :  $V_2 = V_D = \begin{Bmatrix} P_2 \\ v_2 \end{Bmatrix}$  et  $T$  la matrice de transfert du système entre ses deux extrémités et s'exprime par :

$$T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}.$$

En acoustique linéaire, le comportement acoustique de ce système peut être décrit complètement par sa matrice de diffusion  $D$  qui donne des relations linéaires entre le vecteur d'onde de pression entrante  $\begin{Bmatrix} P_1^+ \\ P_2^- \end{Bmatrix}$  et le vecteur d'onde de pression sortante  $\begin{Bmatrix} P_1^- \\ P_2^+ \end{Bmatrix}$ :

$$\begin{Bmatrix} P_1^+ \\ P_2^- \end{Bmatrix} = D \begin{Bmatrix} P_1^- \\ P_2^+ \end{Bmatrix}, D = \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{bmatrix} \quad (17)$$

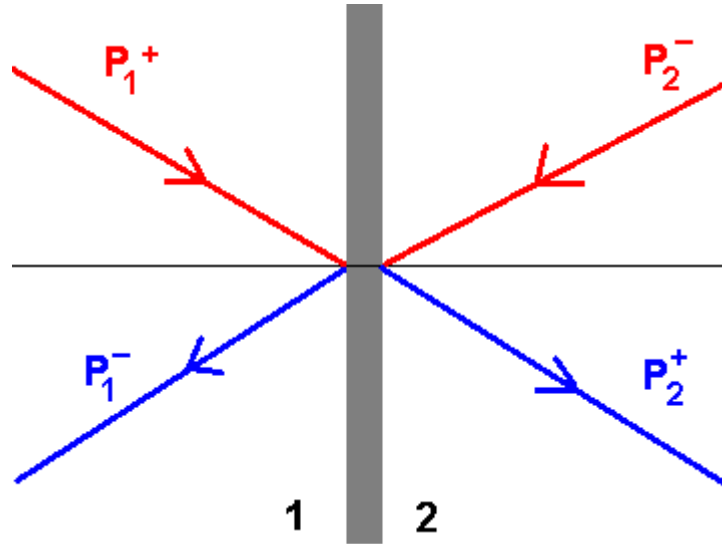


Figure 8 : Schéma d'un système passif à grandes dimensions latérales.

La matrice d'impédance  $Z$  donne la relation entre la pression acoustique et la vitesse normale des particules des deux côtés de la structure, définie comme suit :

$$\begin{Bmatrix} P_1 \\ P_2 \end{Bmatrix} = Z \begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{Bmatrix}, Z = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \quad (18)$$

la matrice inverse de la matrice d'impédance est la matrice admittance :  $Z^{-1} = Y$  qui s'écrit :  $\begin{Bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{Bmatrix} = Y \begin{Bmatrix} P_1 \\ P_2 \end{Bmatrix}$ , avec  $Y = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix}$  (19)

Ces quatre matrices sont liées entre elles et contribuent toutes dans la détermination des différents coefficients acoustiques (voir Annexe B).

La matrice de transfert totale de certains systèmes multicouches s'obtient par le produit des matrices de transfert de systèmes élémentaires tels que : la couche d'air, le matériau poreux, la plaque solide élastique et les matrices de transfert des interfaces entre deux milieux différents.

#### I.4.1. Matrice de transfert d'une couche d'air

La figure 9, affiche une onde plane normale à une couche d'air d'épaisseur  $\ell$ , les ondes acoustiques  $I$  et  $R$  au point 1 sont respectivement les ondes incidentes et réfléchies le long de la direction  $z$ .  $P_1, v_1$  Représentent la pression acoustique totale et la vitesse normale au point 1,  $P_2, v_2$  représentent la pression acoustique totale et la vitesse normale au point 2.

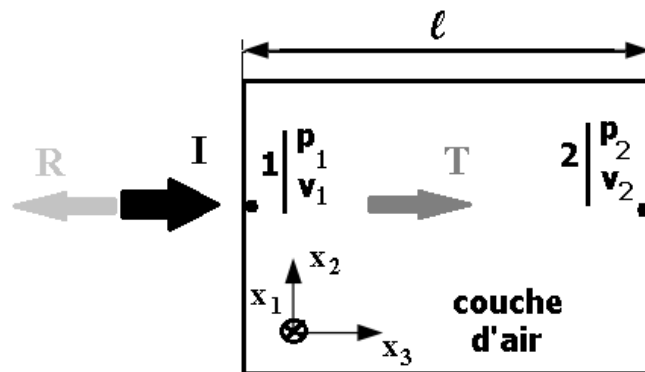


Figure 9 : Modèle d'une couche d'air.

La matrice de transfert de la couche d'air est donc :

$$T_{air} = \begin{bmatrix} \cos k_0 \ell & jZ_0 \sin k_0 \ell \\ j \sin k_0 \ell / Z_0 & \cos k_0 \ell \end{bmatrix} \quad (20)$$

#### I.4.2. Matrice de transfert d'une plaque élastique

Une onde plane normale transmet à travers une plaque élastique du point 1 au point 2, comme indiqué à la figure I.10.  $P_1, v_1$  représentent la pression acoustique totale et la vitesse normale au point 1 ;  $P_2, v_2$  représentent la pression acoustique totale et la vitesse normale au point 2 ;  $Z_p, v_p$  représentent l'impédance et la vitesse normale de la plaque élastique.

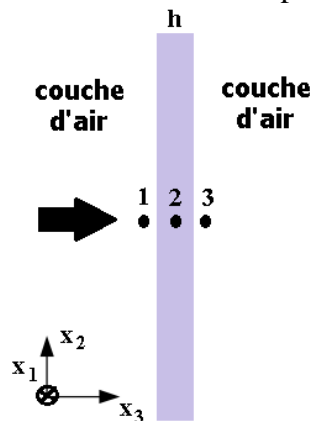


Figure 10 : Modèle d'une plaque solide élastique.

La matrice de transfert de la plaque élastique s'écrit :

$$T_{pl} = \begin{bmatrix} 1 & Z_p \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

#### I.4.3. Matrice de transfert d'un matériau poreux :

Une onde plane normale se transmet dans un matériau poreux d'épaisseur  $l$ , comme le montre la Fig. 11.

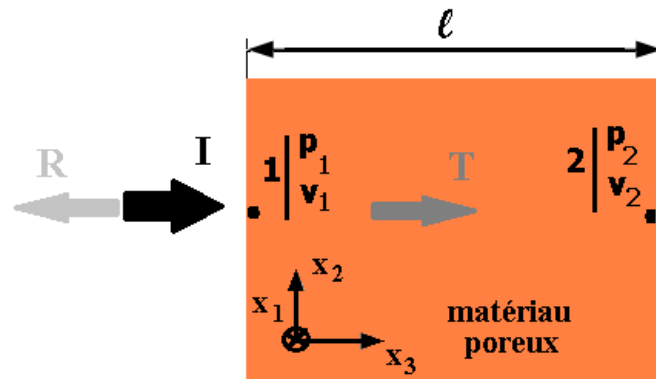


Figure 11 : Modèle d'une couche poreuse (matériau poreux).

Supposons que le matériau poreux soit rigide, sa matrice de transfert peut être réécrite, en modifiant l'impédance de l'air  $Z_0$  en impédance du matériau poreux  $Z_c$ , selon la théorie de Lafarge-Allard. [14, 18]

$$T_{po} = \begin{bmatrix} \cos k_c l & jZ_c \sin k_c l \\ j \sin k_c l / Z_c & \cos k_c l \end{bmatrix} \quad (22)$$

Ici,  $Z_c$ ,  $k_c$  sont respectivement l'impédance et le nombre d'onde du matériau poreux, détaillés comme suit. L'équation (17) est la matrice de transfert du matériau poreux.

Ici, le matériau poreux est supposé se comporter comme un fluide équivalent visco-thermique et supposé avoir un cadre rigide, soit en raison de son très haut module de densité ou d'élasticité, soit en raison de ses conditions de fonctionnement (lorsqu'il est placé sur une paroi rigide, par exemple). Dans cette situation, les ondes acoustiques ne peuvent se propager que dans l'air contenu dans les pores du matériau. En raison des effets thermiques et visqueux se produisant dans les pores du milieu, certaines ondes acoustiques sont diffusées sous forme de chaleur et l'énergie acoustique est ensuite absorbée. Pour obtenir l'impédance  $Z_c$  et le nombre d'ondes  $k_c$  du milieu poreux, la théorie de Lafarge-Allard requiert cinq paramètres intrinsèques invariants et indépendants, définis ci-dessous [xx].

Les dépendances de fréquence effective et de module de masse dans la théorie de Lafarge-Allard [15] sont exprimées comme suit :

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[ 1 + \frac{\sigma \phi}{j \omega \rho_0 \alpha_\infty} \left( 1 + \frac{4j \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2} \right)^{1/2} \right] \quad (23)$$

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left[ 1 + \frac{8\eta}{j \omega \Lambda'^2 Pr \rho_0} \left( 1 + \frac{j \omega \Lambda'^2 Pr \rho_0}{16\eta} \right)^{1/2} \right]^{-1}} \quad (24)$$

Ici,  $Pr = 0.9660$  est le nombre de Prandtl obtenu par l'expression

$Pr = \nu/\alpha$ , avec  $\nu$ : viscosité cinématique ( $m^2/s$ ) et  $\alpha = \lambda/\rho c_p$ , avec  $\lambda$ : conductivité thermique ( $w/m.k$ ) et  $\rho$ : masse volumique en ( $kg/m^3$ ) et  $c_p$ : capacité thermique massique à pression constante ( $J/kg.k$ ) ou  $Pr = \mu c_p/\lambda$ , avec  $\mu$ : viscosité dynamique (Pas) ou ( $kg/m.s$ ),  $\mu = \nu/\rho$  et  $\gamma$  le taux de chaleur spécifique. Par conséquent, dans le procédé à matrice diffusante, l'impédance  $Z_c$  et le nombre d'ondes  $k_c$  du

Le matériau poreux est calculé par la masse volumique effective  $\rho_e(\omega)$  et le module global  $K(\omega)$ , exprimé comme :

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho_e(\omega) K(\omega)}, \quad k_c = \omega \sqrt{\frac{\rho_e(\omega)}{K(\omega)}} \quad (25)$$

#### I.4.4. Matrice de transfert totale :

La matrice de transfert totale des systèmes multicouches comme par exemple : couche d'air, matériau poreux et plaque élastique plate, est le produit des matrices élémentaires de chaque couche ; en considérant un cas simple 'air/plaque' (Fig. 12).

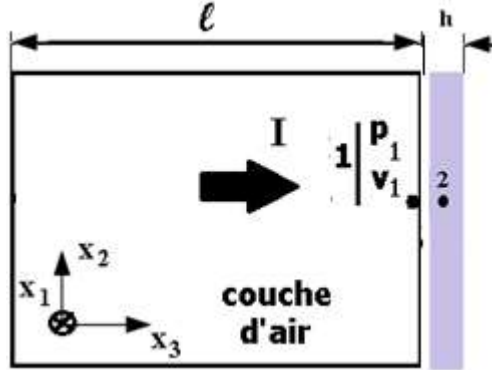


Figure 12 : Modèle d'interface air-plaque.

La matrice de transfert totale s'écrit :

$$T_{totale} = T_{air} \cdot T_{pl} = \begin{bmatrix} \cos k_0 \ell & j Z_0 \sin k_0 \ell \\ j \sin k_0 \ell / Z_0 & \cos k_0 \ell \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_p \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos k_0 \ell & Z_p \cos k_0 \ell \\ j \sin k_0 \ell / Z_0 & j Z_p \sin k_0 \ell / Z_0 \end{bmatrix} \quad (26)$$

#### I.4.5. Calcul des paramètres de la structure entière



Dans cette section nous allons dériver la matrice transfert pour toute la structure formée d'un très grand nombre d'unités cellulaires (Figure 13). Cette figure schématise la simplification du problème de propagation en milieu continu périodique 2D en un problème de propagation en milieu continu périodique 1D et ce en application de la propriété de symétrie de la géométrie (Figure 14).

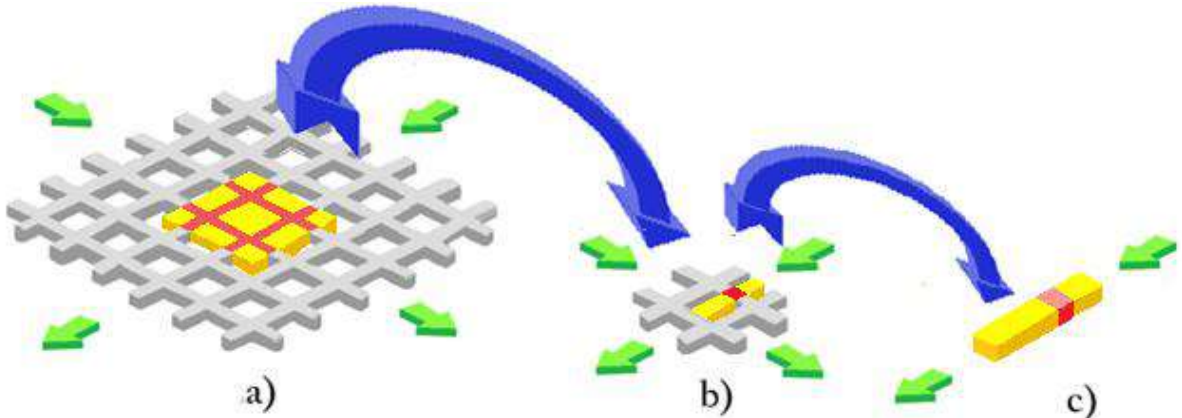


Figure 13 : Modélisation du domaine vibro-acoustique : a) Figure 1. Une plaque infinie avec un réseau doublement périodique de vides carrés, b) Cellule élémentaire 2D.

Cette deuxième simplification consiste en la modélisation du système continu de la structure en un modèle discret, comme les schématise la figure I.14.

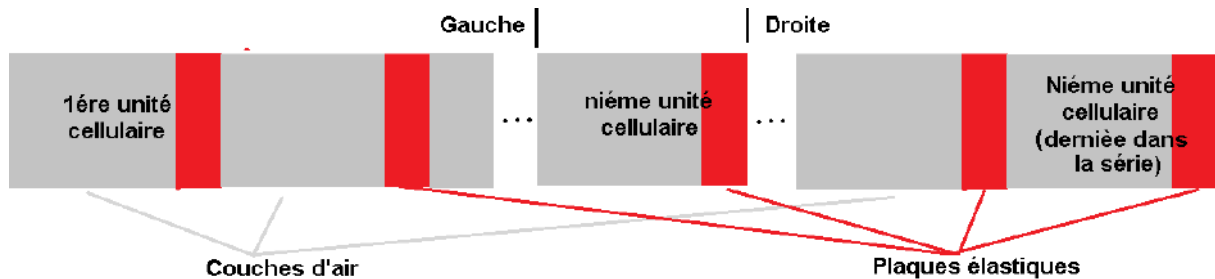


Figure 14 :Discretisation d'un milieu périodique continu.

La troisième simplification consiste à étudier une seule cellule de toute la structure et ceci par application du théorème de Floquet-Bloch. Banerjee et al. Estime la relation de dispersion, pour un milieu continu, en utilisant le théorème de Floquet [134], qui stipule que la relation entre le vecteur d'état de la gauche et de la droite peut être exprimé comme suit :

$$V_D = e^{iqh} V_G \quad (27)$$

Où  $q$  est le vecteur d'onde de Bloch unidimensionnel et  $V_D$  et  $V_G$  vecteurs dont les composantes sont les paramètres acoustiques (pression  $P_1 \equiv P_G$  et vitesse  $v_1 \equiv v_G$ ) du milieu se trouvant à gauche de la cellule et les paramètres acoustiques (pression  $P_2 \equiv P_D$  et vitesse  $v_2 \equiv v_D$ )

du milieu se trouvant à droite de la cellule. L'équation (22) nous mène au problème de valeur propre :

$$TV_1 = e^{iqh}V_1 \quad (28)$$

Où T est la matrice totale de la cellule unitaire.

$$[T - e^{iqh}I]V_1 = 0 \quad (29)$$

Pour  $V_1$  arbitraire, le déterminant dans (24) doit impérativement s'annuler :

$$|T - e^{iqh}I| = 0 \quad (30)$$

Le calcul de ce déterminant mène à la relation de dispersion :

$$2\cos(qh) = 2\cos(\kappa h) \quad (31)$$

$$\text{Ou } q = \pm\kappa + 2k\pi \quad (32)$$

Pour toute valeur réelle de  $\kappa$ ,  $q$  est réel. Ce qui implique que toutes ondes harmoniques de toute fréquence ou de tout nombre d'ondes peuvent être transmises à travers le milieu homogène continu. Donc, aucune bande d'atténuation de fréquence ne peut être observée pendant le passage des ondes dans le milieu continu. Donc aucun déphasage ne peut exister, dans le milieu continu, lors du passage des ondes. En conséquence, la relation de dispersion, pour le milieu continu peut s'écrire :

$$qh = \frac{\omega}{\omega_0} = \eta \quad (33)$$

Où  $\omega_0^2 = E/\rho h^2$  et  $\mu$  représente le vecteur d'onde adimensionnel de Bloch ( $\mu = qh$ ).

## I.5. Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons présenté une analyse bibliographique sur les matériaux cellulaires et leurs principales caractéristiques. La deuxième partie de ce chapitre a été réservée pour l'étalage des principaux principes de l'acoustique linéaire ainsi que la présentation de la méthode de la matrice de transfert.

**Chapitre II Simulation d'un matériau cellulaire  
périodique :  
-Analyse paramétrique-**

## II. Introduction

Les structures composites, dont les matériaux cellulaires constituent une frange importante, sont largement répandues dans divers domaines industriels. Surtout, les structures composites périodiques qui attirent, également, des motivations nouvelles ces dernières années. Les principales caractéristiques des structures périodiques sont l'effet de dispersion d'onde spécifique qui signifie que différentes ondes harmoniques se propagent avec une vitesse différente, et les bandes d'arrêt qui indiquent la plage de fréquences non propagée. De nombreuses recherches concernant la propagation des ondes dans les structures périodiques ont été menées. [6–8]

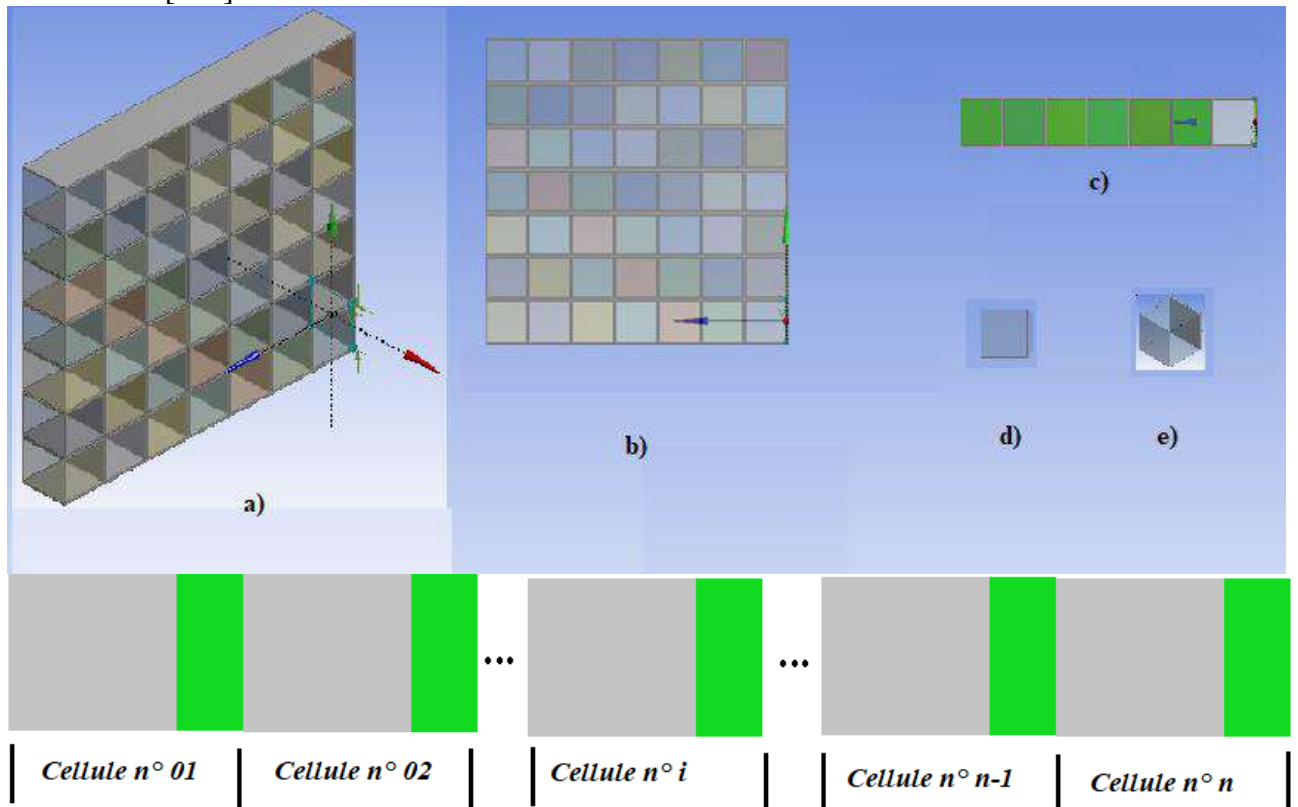


Figure 15 : Structure périodique. a) Structure bidimensionnelle en 3D, b) Structure bidimensionnelle en 2D, c) Structure monodimensionnelle, d) cellule unitaire (maille cellulaire 2D), e) cellule unitaire (3D), f) schéma d'un matériau périodique monodimensionnel.

Les ondes peuvent se propager en une manière analogue à des ondes circulaires sur une surface plane, ou en une forme plus simple analogue à des ondes planes sur une surface plate.

Le mouvement d'ondes du premier type peut être causé par une source ponctuelle unique agissant sur un des éléments périodiques, et propageant de l'énergie dans toutes les directions. L'intensité de l'onde peut être plus importante dans des directions plutôt que dans d'autres (en fonction de la géométrie et des caractéristiques structurelles) et les constantes d'atténuation et de phase seront différents dans différentes directions.

Le mouvement d'ondes du second type (ondes planes) peut être généré par une certaine distribution de forces le long d'une ligne droite à un angle quelconque face à la structure. Tous

les éléments périodiques vibrent à des modes complexes identiques, mais il y'a une différence de phase identiques ou un facteur d'atténuation entre les mouvements des points correspondants dans toutes les paires des éléments adjacents. Ce qui nous permet de simplifier notre problème en considérant le matériau cellulaire étudié comme étant périodique monodimensionnel.

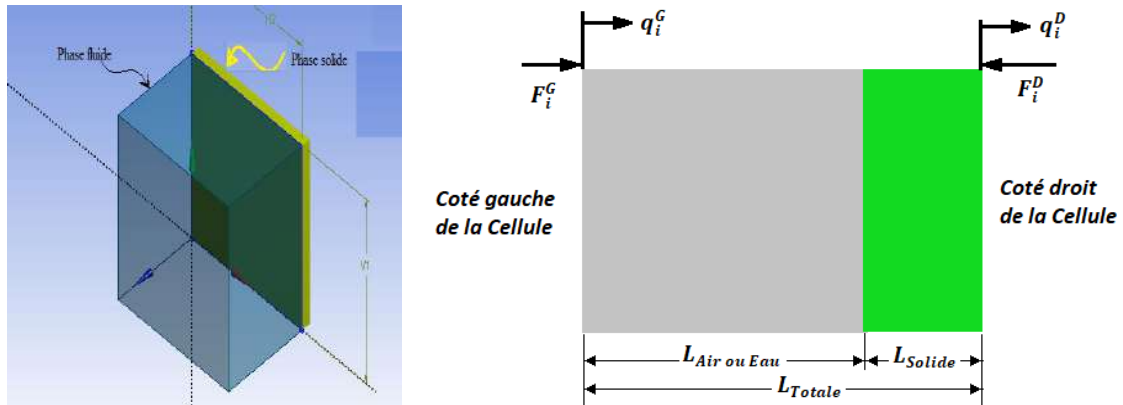


Figure 16 : Cellule unitaire : a) vue 3D, b) Schéma d'une cellule unitaire 2D.

Une deuxième simplification qui est rendue possible par la théorie de Floquet-Bloch [9–11] ou l'étude d'une structure périodique se résumera en l'étude de sa maille élémentaire (figure 15 d) et e)). De plus amples détails sur la théorie de Floquet-Bloch sont donnés en annexe. Sur la base de cette théorie, de nombreuses méthodes ont été développées, comme la méthode de la réception [12], la méthode de la matrice de transfert (TMM), qui est la méthode qui sera utilisée dans ce travail, [13]. En se basant sur cette théorie notre analyse numérique est axée autour de cette unité cellulaire (figure 16). Cette maille cellulaire est composée de deux phases: une phase solide et une phase fluide (air ou eau). Les matériaux solides, choisis lors de ces analyses numériques sont ; en premier lieu : le Poly-Méth-Acrylate de Méthyle, souvent abrégé en PMMA, qui est un polymère thermoplastique transparent, pour application mécanique qui sont utilisés à l'état vitreux, obtenu par polyaddition dont le monomère est le méthacrylate de méthyle (MMA). En second lieu, nous utilisons l'ABS comme matériau solide. Les tableaux 1 et II donnent les propriétés des matières utilisées [8]. La structure alvéolaire proposée (figure 15) est composée de cellules de forme carré illustrées à la figure 15 a) et b).

Tableau 1 Propriétés du PMMA. [5]

Propriété	Valeur	Unité
Densité	1.19	$g/cm^3$

Module de Young	2850 [ 2400 – 3300 ]	MPa
Coefficient de Poisson dans le plan x-y	0.375 [0.35 – 0.4,]	
Contrainte maximale de traction (à la rupture)	77	MPa

Tableau II-2. Propriétés de l'ABS. [5]

Propriété	Valeur	Unité
Densité	1.05	$g/cm^3$
Module de Young	2390,0	MPa
Coefficient de Poisson dans le plan x-y	0.46	
Contrainte maximale de traction (à la rupture)	44,300	MPa

Les simulations en vibro-acoustiques des matériaux cellulaires permettent de prédire le comportement fréquentiels et vibratoire de ces matériaux vis à vis de sollicitations de nature acoustique ou vibratoire et par conséquent permet d'en tirer les conclusions en matière de modes et fréquences propres et des bandes fréquentielles critiques pour ces matériaux.

Dans un premier temps, nous allons prendre une largeur  $l_{totale} = l_{fluide} + l_{solide}$ . A cet effet, nous suivrons ce qui suit :

Dans cette simulation nous utiliserons un programme ANSYS™, version R19.2 et d'abord déterminer la forme et les dimensions d'une cellule, et puis nous dans l'ANSYS utile harmonique acoustique. Avant cela, nous procédant par une analyse modale afin de définir les modes et fréquences propres de la structure. Ensuite, nous poursuivons par une analyse acoustique harmonique où nous utiliserons deux types de chargements extérieurs à savoir : une source de masse et une vitesse de surface. A la fin de chaque simulation nous recueillerons les trois principaux effets sur la structure et qui sont : la Pression acoustique et son Spectre définissant le niveau sonore et le déplacement total de la paroi solide. Puis, nous déduisons la matrice de transfert total de la structure de la cellule unitaire. Enfin, les différentes bandes de fréquence de la structure acoustique seront déterminées.

## II.1. Analyse modale de la cellule unitaire de la structure périodique :

Pour définir les modes propres et les fréquences par analyse modale sur le logiciel ANSYS™, version R19.2... [4]

Dans cette simulation et après avoir déterminé l'analyse modale de la structure, en simulation, premièrement défini la structure la forme et dimensions figure 17. Après et on va faire le maillage de la structure figure 18. Ensuite, en analyse modal nous mettons support charge support fixe.

À la fin résulte la simulation et nous avons extrait les premières cinq modes.

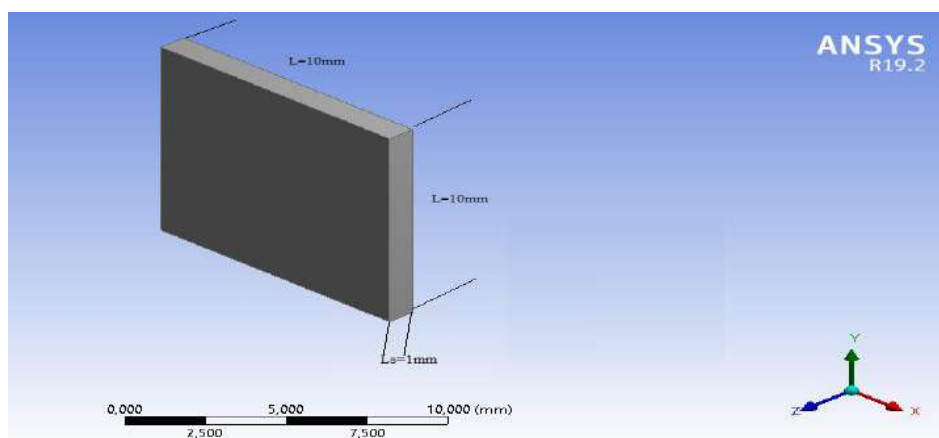


Figure 17 : la forme et la dimension de la structure (mm).

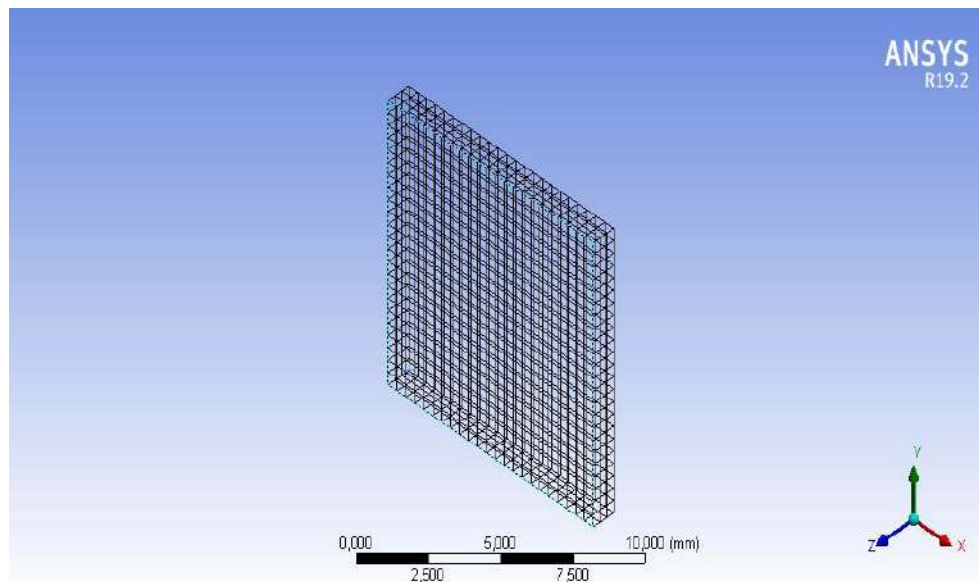


Figure 18 : le maillage de la structure

Les Figure 19 a) à e) présentent les modes propres de la plaque solide assujettie à la phase air. Les cinq premières fréquences propres sont données dans la Figure 20. Ces six.

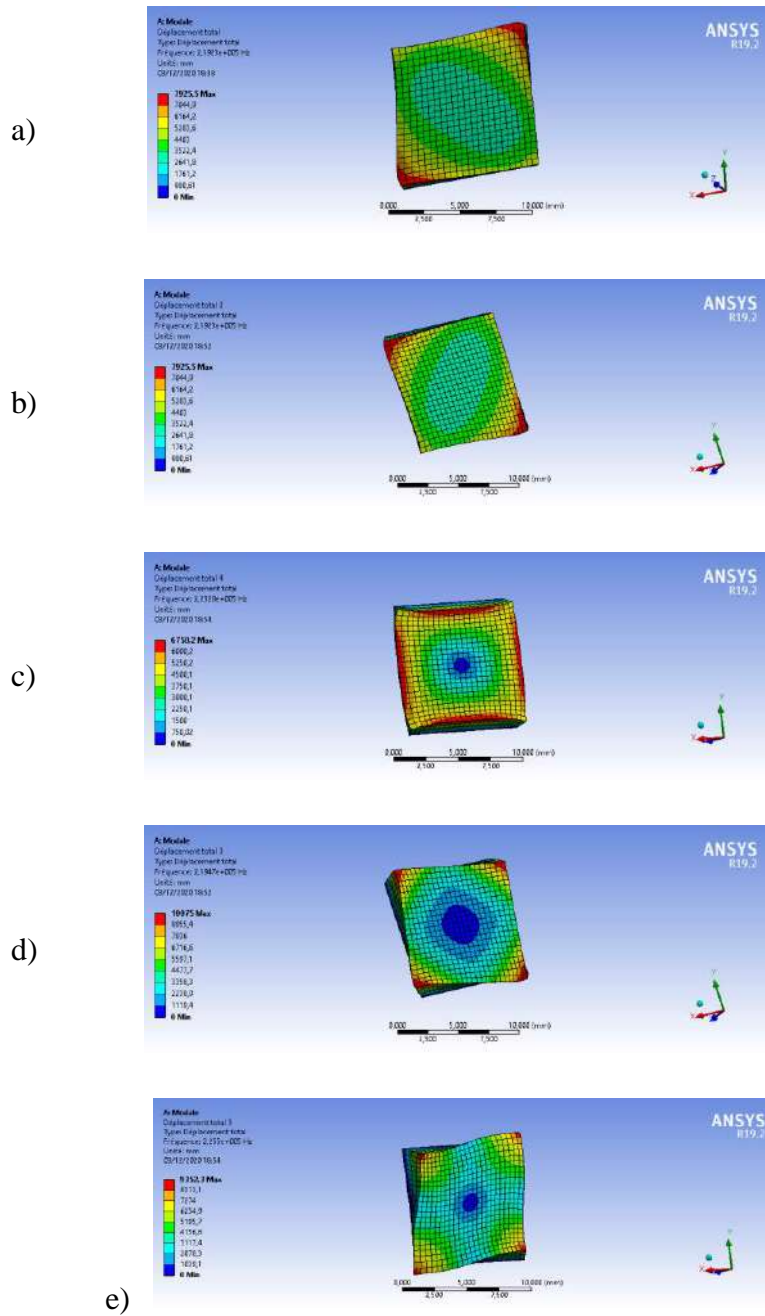


Figure 19 : Cinq premiers modes propres de la plaquesolide.

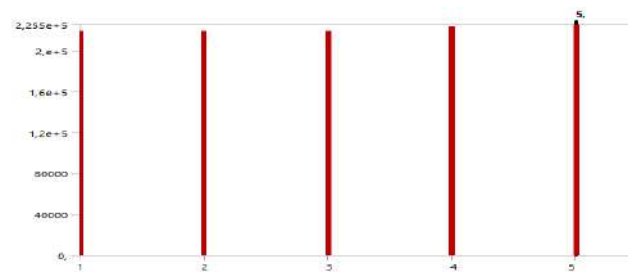


Figure 20 : Cinq premières fréquences propres de la plaque solide.



## II.2. Analyse harmonique de la cellule unitaire : (amortissement nul) : (Cas ou la phase fluide : air)

L'air est un fluide de densité  $\rho_{air} = 1,225e - 09 \text{ kg/mm}^3$  et la vitesse acoustique  $v_{air} = 346,25 \text{ m/s}$ . Dans ce qui suit, nous effectuons des simulations numériques, sur le logiciel ANSYS™, version R19.

### II.2.1. Sollicitation par une source de masse :

Dans ce cas de figure, les ondes se propagent en une manière analogue à des ondes circulaires sur une surface plane, ou en une forme plus simple analogue à des ondes planes sur une surface plate. Ce type de mouvement d'ondes est causé par une source ponctuelle unique agissant sur un des éléments périodiques, et propageant de l'énergie dans toutes les directions. L'intensité de l'onde peut être plus importante dans des directions plutôt que dans d'autres (en fonction de la géométrie et des caractéristiques structurales) et les constantes d'atténuation et de phase seront différents dans différentes directions. Et pour ce faire, on procède à des simulations mettant en évidence l'effet de la variation de la longueur de la paroi solide sur les paramètres acoustique et structurels du matériau sous ce type de chargement acoustique.

#### 1 Cas ou la longueur de la phase air $L_{air} = 1 \text{ mm}$ :

##### a) Spectre de la pression acoustique :

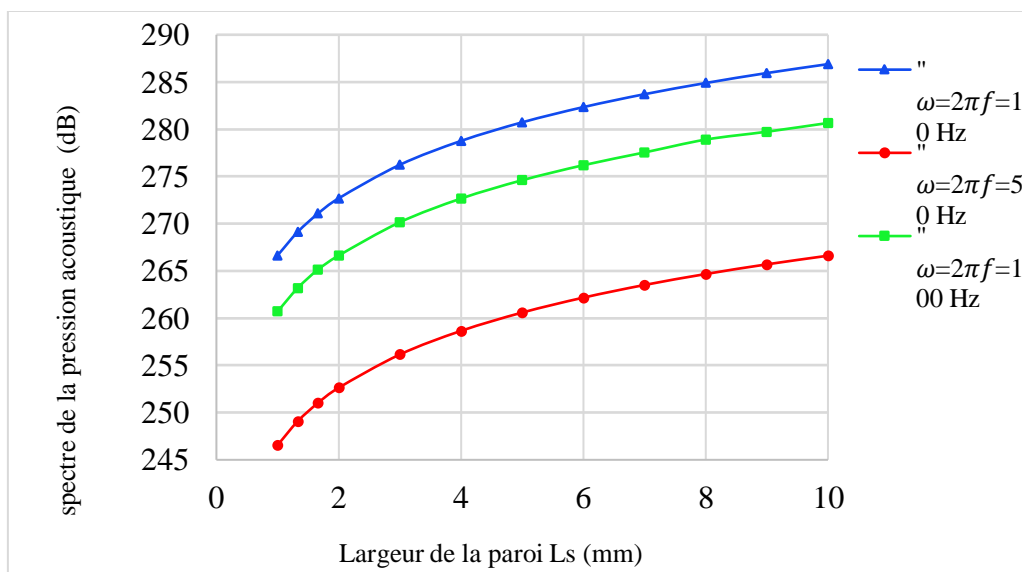


Figure 21 : Variation du spectre de pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

Les graphes de la figure 21 affichent une augmentation exponentielle du spectre de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Une deuxième remarque est que ces mêmes courbes présentent des paliers différents pour trois fréquences différentes.

##### b) Pression acoustique

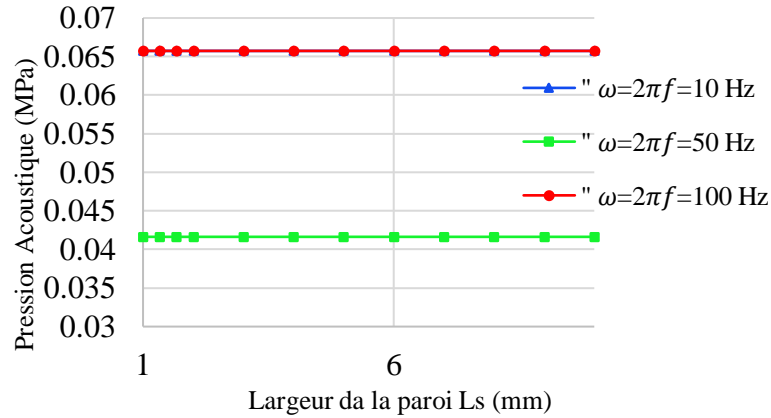


Figure 22 : Variation de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 22 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide. Ces courbes présentent des paliers constants pour trois fréquences différentes. Cette constance reflète une indépendance de la variation de  $L_s$  et de la pression acoustique.

### c) Déplacement total de la paroi solide

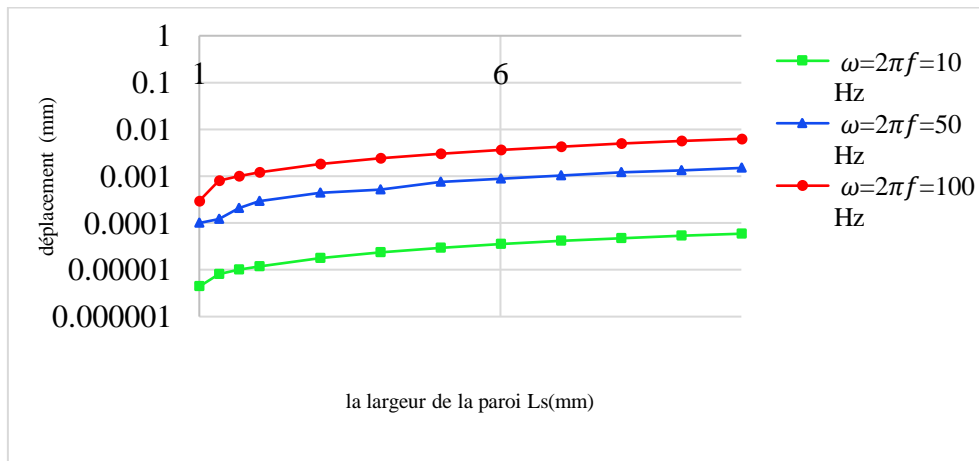


Figure 23 : Variation du déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences .

La figure 23 affichent la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. Les valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $10^{-5}$  et donc difficilement et pour les déceler l'axe des ordonnées est mis sur l'échelle logarithmique.

## 2 Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 5 \text{ mm}$ :

### a) Spectre de la pression acoustique :

La figure 24 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase air  $L_{air} =$

5 mm. Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 21. Reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{air}$  sur le spectre de la pression acoustique.

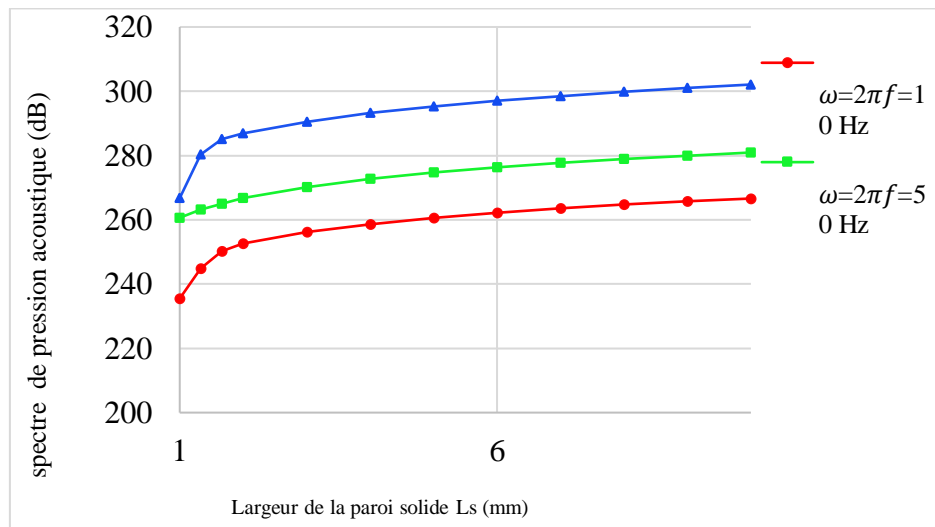


Figure 24 : Variation du spectre de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

## b) Pression acoustique

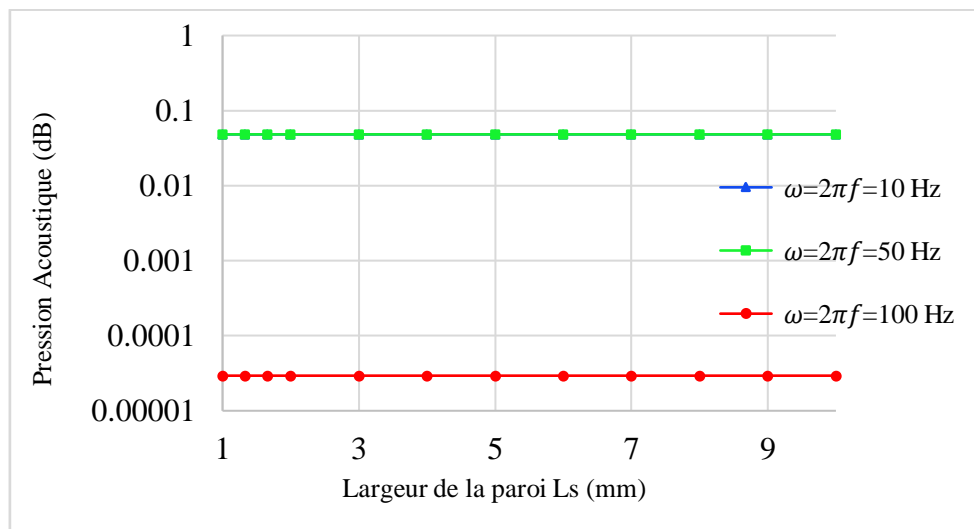


Figure 25 : Variation de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 25 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 5\text{mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 22 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1\text{mm}$  seront réitérés ici. Cependant, c'est l'ordre de grandeur qui change ; la première figure étalait une pression acoustique allant de 0.04 à 0.07 alors que celle-ci prend ses valeurs de du dix millième

de décibel jusqu'au dixième. Impliquant une grande dépendance entre pression acoustique et  $L_{air}$  dans le changement de plage de variation.

### c) Déplacement total de la paroi solide

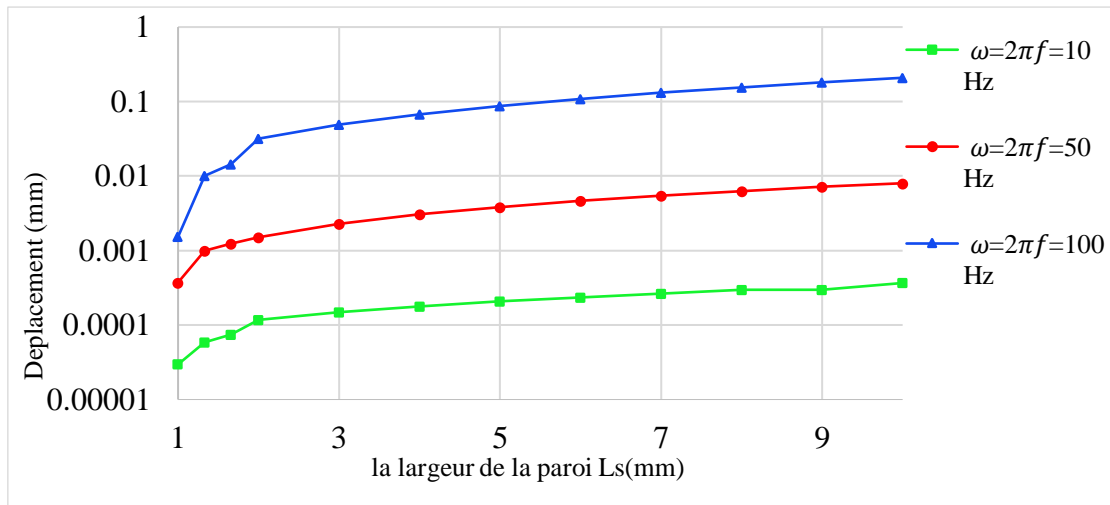


Figure 26 : Variation du déplacement total de la paroi solide avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 26 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 5\text{mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure II.3.3 du déplacement vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1\text{mm}$  seront réitérés ici.

### 3 Cas ou longueur de la phase air $L_{air} = 10\text{ mm}$ :

#### a) Spectre de la pression acoustique :

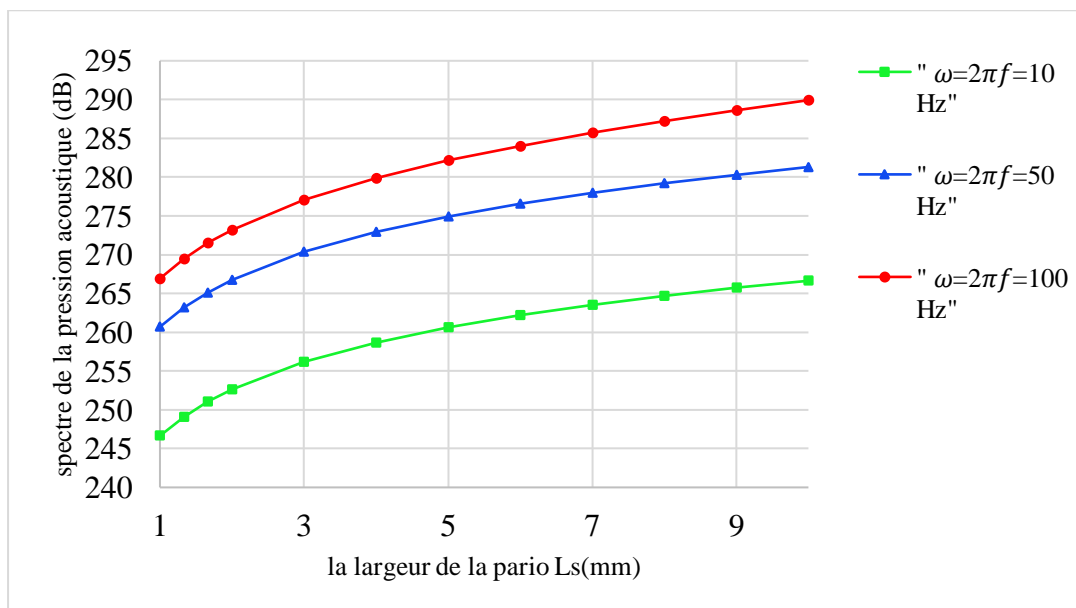


Figure 27 : Variation du spectre de la pression avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 27 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase air  $L_{air} = 10\text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 21. et la figure 24. Reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{air}$  sur le spectre de la pression acoustique.

### b) Pression acoustique

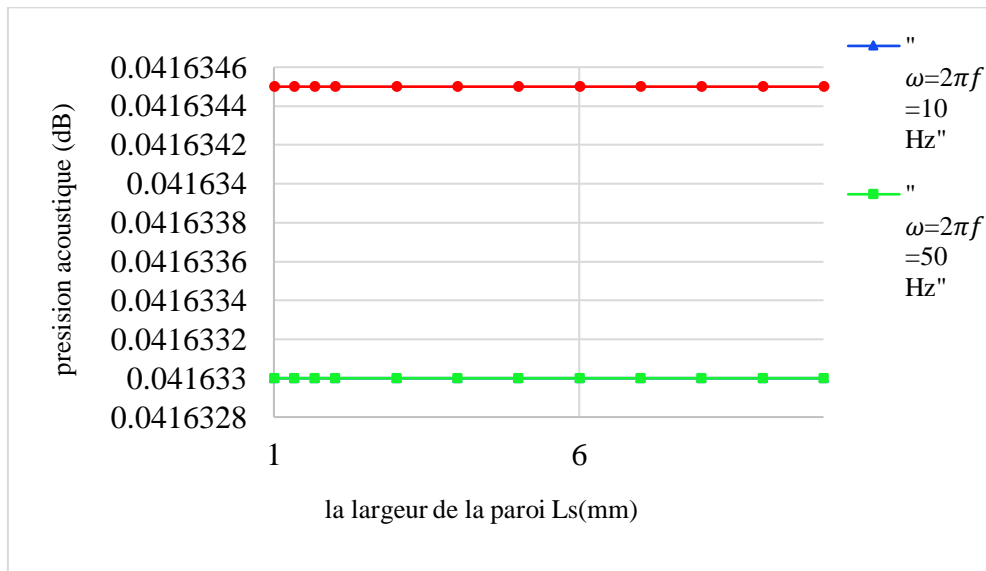


Figure 28 :Variation de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 28 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 10\text{ mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 22 et la figure 25 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1\text{ mm}$  et  $L_s$  pour  $L_{air} = 5\text{ mm}$  seront réitérés ici. Mais la première figure 22 Confiné entre 0,03 à 0,065 décibel et la deuxième figure 25 confiné entre  $10^{-1}$  à  $10^{-5}$  MPa et cette figure 24 confiné entre 0.41 à 0,42 MPa.

### c) Déplacement total de la paroi solide :

La figure 29 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 5\text{ mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 23 et la figure 26 du déplacement vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1\text{ mm}$  et pour  $L_{air} = 5\text{ mm}$  seront réitérés ici. Tous les courbes donne des valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $10^{-5}$  et donc difficilement et pour les déceler l'axe des ordonnées est mis sur l'échelle logarithmique.

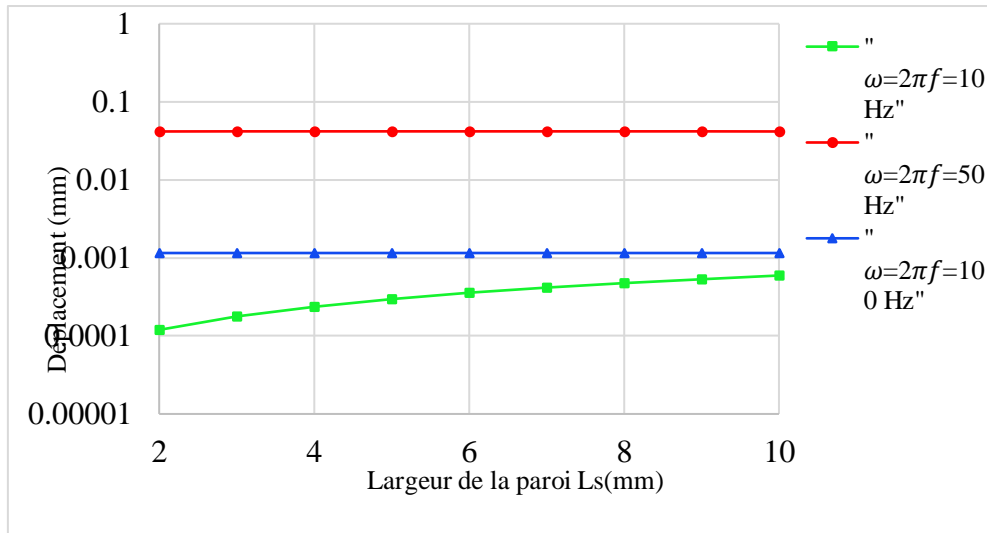


Figure 29 : Variation du déplacement total de la paroi solide avec la paroi solide pour différentes fréquences.

### II.2.2. Sollicitation par une vitesse de surface :

Ici, Le mouvement d'ondes et du type ondes planes qui peut être généré par une certaine distribution de forces le long d'une ligne droite à un angle quelconque face à la structure. Tous les éléments périodiques vibrent à des modes complexes identiques, mais il y'a une différence de phase identiques ou un facteur d'atténuation entre les mouvements des points correspondants dans toutes les paires des éléments adjacents. Et pour ce faire, on procède à des simulations mettant en évidence l'effet de la variation de la longueur de la paroi solide sur les paramètres acoustique et structuraux du matériau sous ce type de chargement acoustique.

#### 1 Cas ou la longueur de la phase air $L_{eau} = 1mm$

##### a) Spectre de pression acoustique :

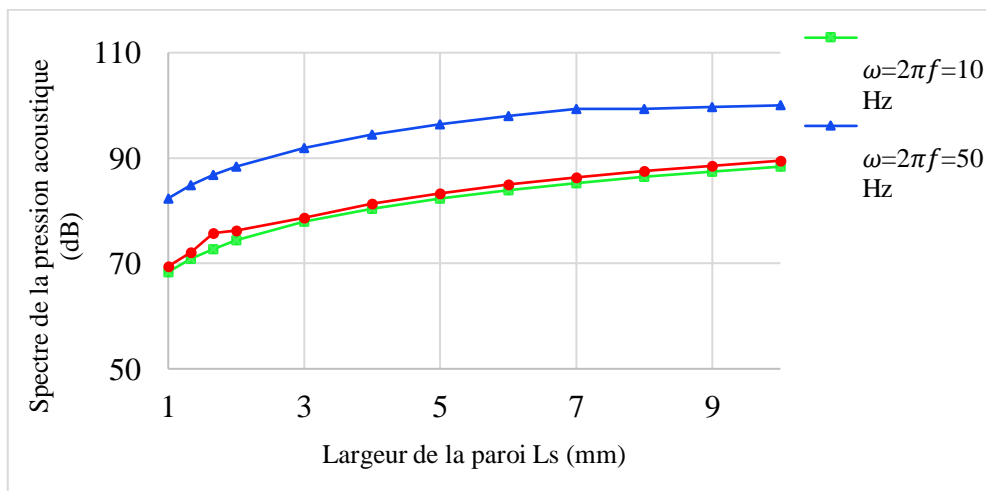


Figure 30 : Variation du spectre de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

Les graphes de la figure 30 affichent une légère augmentation du spectre de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Une deuxième remarque est que ces courbes sont sur des paliers différents pour trois fréquences différentes. Cette variation confinée entre 69 à 105 décibels.

### b) Pression acoustique :

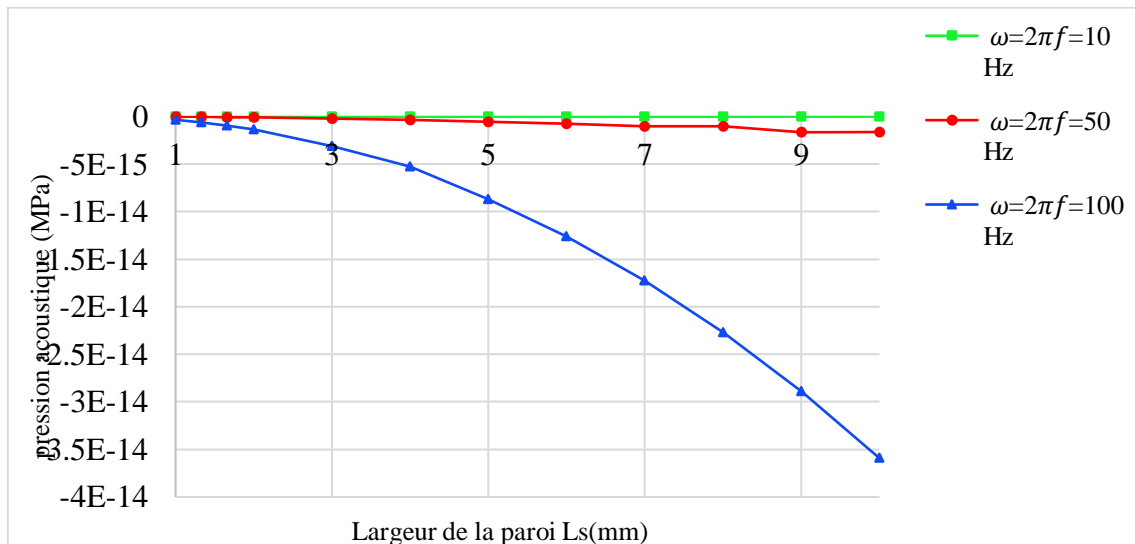


Figure 31 : Variation de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 31, qui présente des courbes de variations de la pression acoustique avec l'augmentation de  $L_s$ , affiche des graphes à allure plus ou moins différentes : pendant que la courbe de couleur verte (marqueur en forme carré) présente un palier constant, alors que la deuxième de couleur rouge (marqueur en forme ronde) présente une diminution de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente, par contre la troisième courbe, de couleur bleu (marqueur en forme de triangle) présente une diminution spectaculaire de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Ceci indique une variation exponentielle de la pression acoustique avec la fréquence.

### c) Déplacement total de la paroi solide :

La figure 32 affiche la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. Les valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $10^{-15}$  et donc difficilement décelables et c'est la raison pour laquelle l'axe des ordonnées est mis sur échelle logarithmique. En conclusion, la variation de la largeur de la paroi solide n'a aucune incidence sur le déplacement total et ce pour l'intervalle de fréquence dans lequel la simulation a été réalisée.

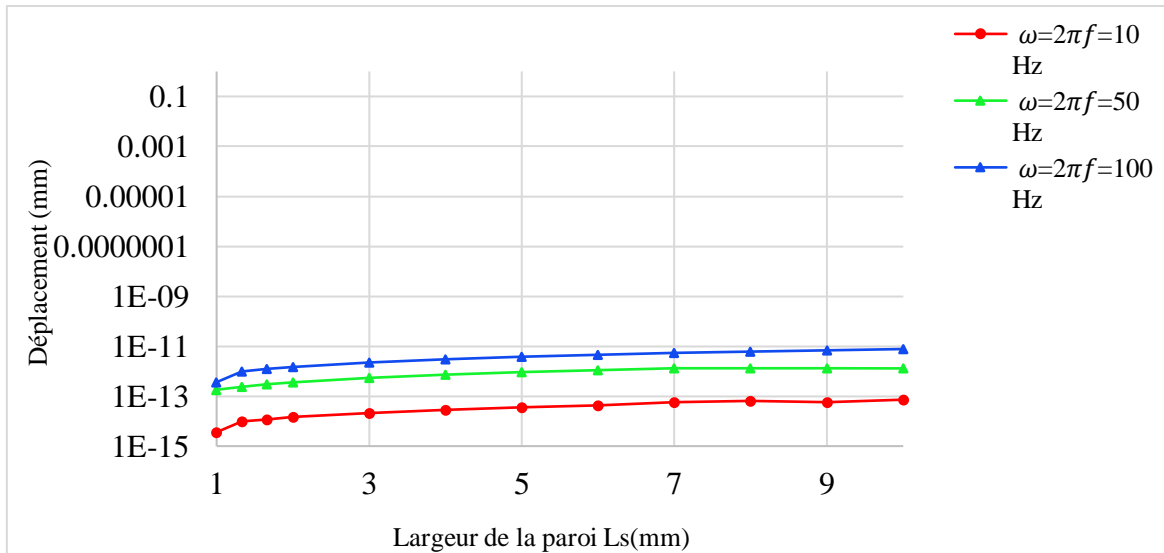


Figure 32 : Variation du déplacement total de la paroi solide avec sa largeur et pour différentes fréquences.

## 2 Cas ou la longueur de la phase air $L_{air} = 5\text{ mm}$

### a) Spectre de pression acoustique :

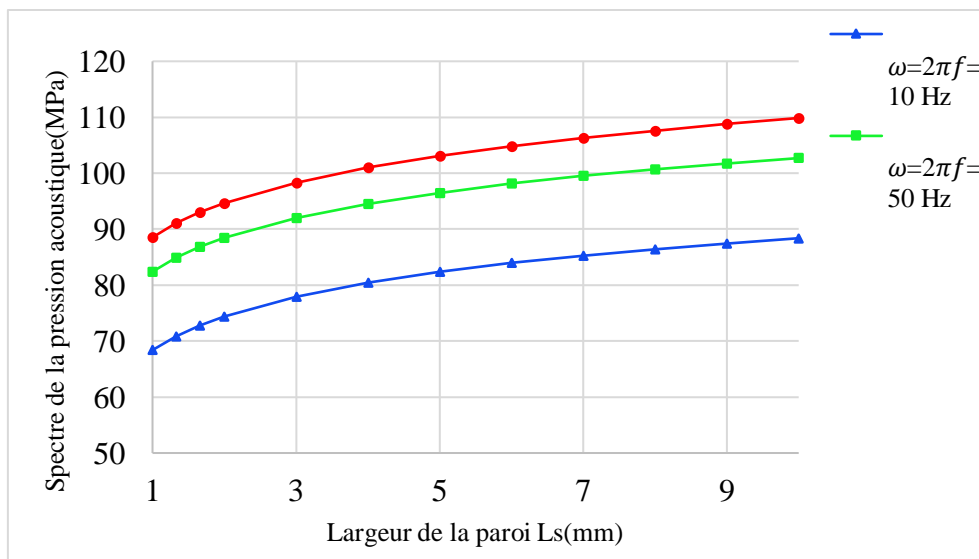


Figure 33 : Variation du spectre de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 33 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase air  $L_{air} = 5\text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure II-16, reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{air}$  sur le spectre de la pression acoustique. Cette variation confinée entre 65 à 110 décibels.

### b) Pression acoustique :



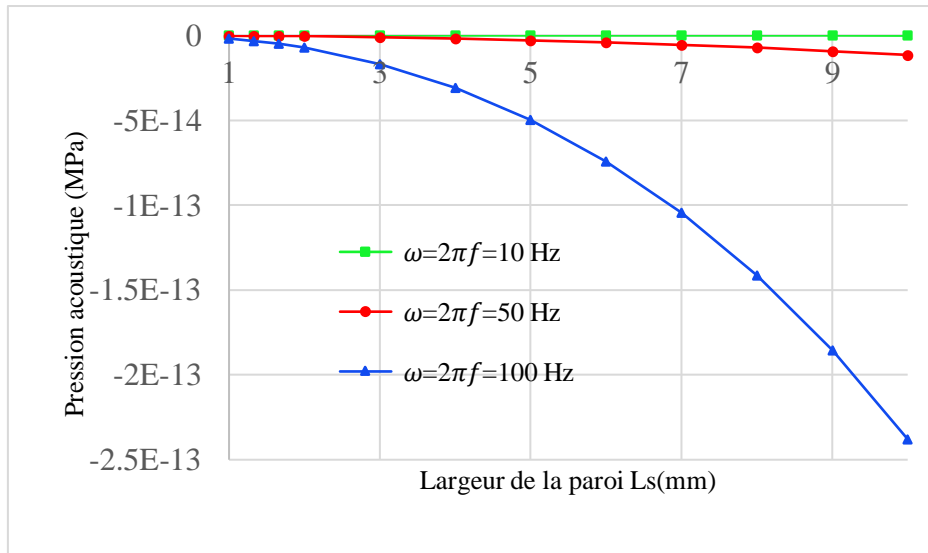


Figure 34 : Variation de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 34 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 5\text{mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 31 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1\text{mm}$  seront réitérés ici.

### c) Déplacement total de la paroi solide :

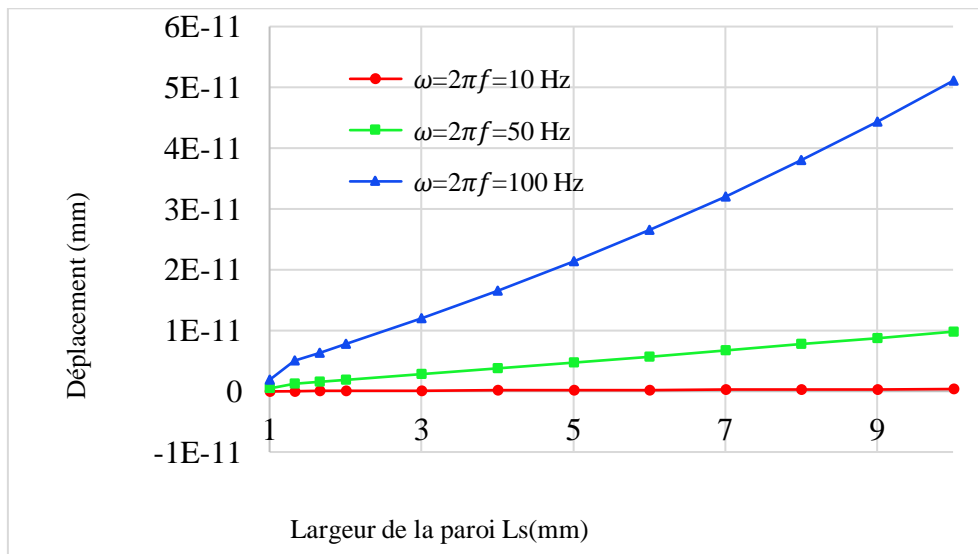


Figure 35 Variation du déplacement avec la paroi solide pour différentes fréquences

La figure 35 affichent la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. la deuxième remarque il y a un changement différents entre de figure 32 et cette figure. Les valeurs des déplacements sont très petites.

### 3 Cas ou la longueur de la phase air $L_{air} = 10\text{mm}$

**a) Spectre de pression acoustique :**

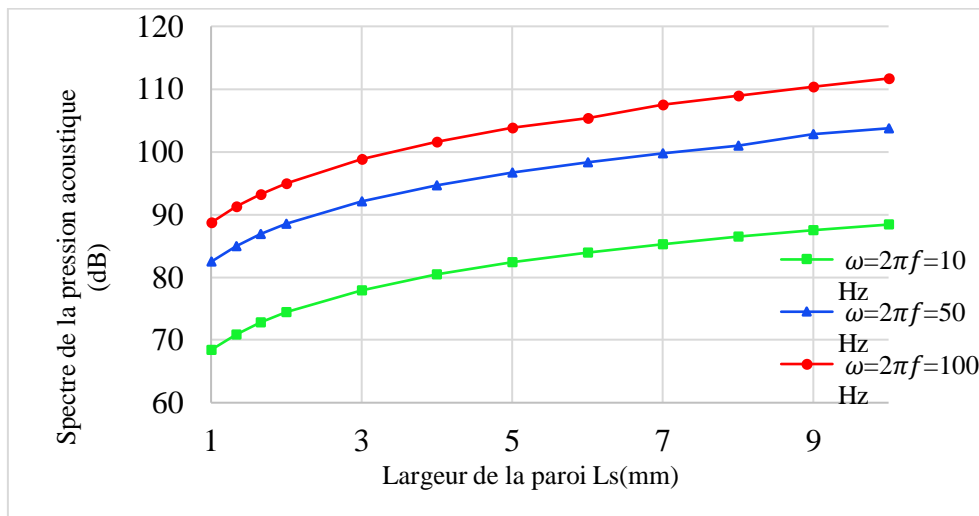


Figure 36 :Variation du spectre de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 36 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase air  $L_{air} = 10 \text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 30 et la figure 33 Reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{air}$  sur le spectre de la pression acoustique.

Cette variation confinée entre 65 à 112 décibels.

**b) Pression acoustique :**

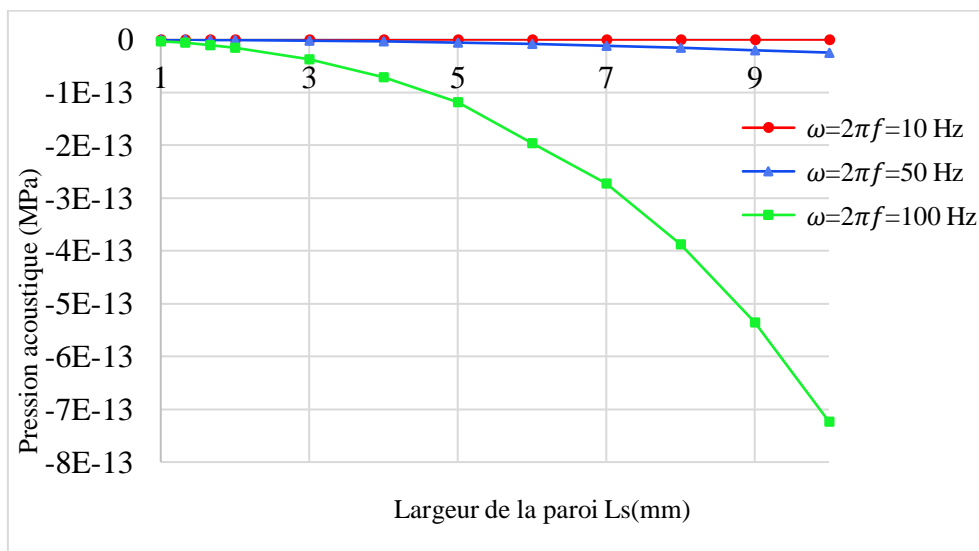


Figure 37 Variation de la pression acoustique avec la paroi solide pour différentes fréquences

La figure 37 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction

de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 10mm$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 31 et la figure 34 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1mm$  et  $L_s$  pour  $L_{air} = 5mm$  seront réitérés ici.

**c) Déplacement total de la paroi solide :**

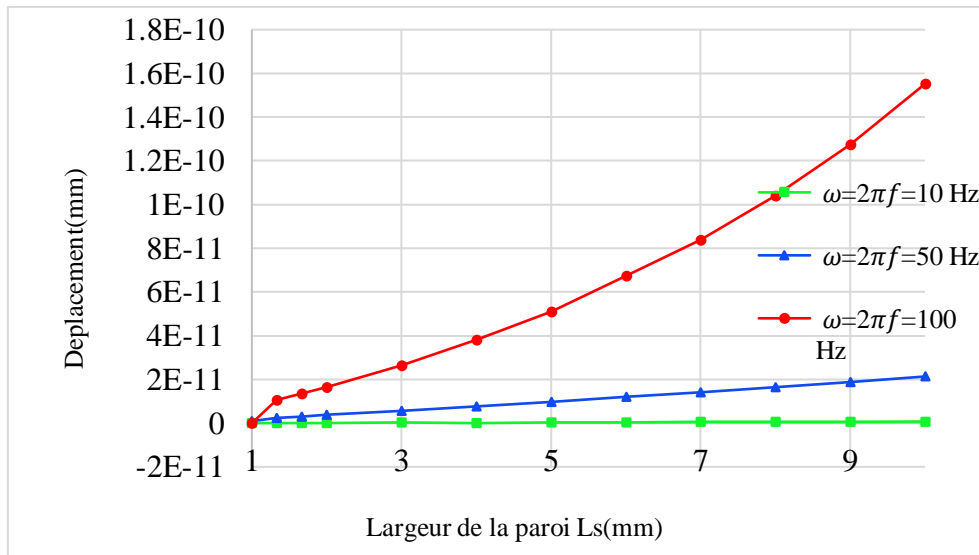


Figure 38 :Variation du déplacement avec la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 38 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{air} = 5mm$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 32 et la figure 35 du déplacement vs  $L_s$  pour  $L_{air} = 1mm$  et pour  $L_{air} = 5mm$  seront réitérés ici. Tous les courbes donnent des valeurs des déplacements sont très petites.

**II.3. Analyse harmonique de la cellule unitaire : (amortissement nul) : (Cas ou la phase fluide : eau)**

Dans cette deuxième partie, nous avons choisi la phase fluide comme étant l'eau en remplacement à l'air et performer toute les simulations orchestrées à la cellule unitaire lorsque le fluide était de l'air et dans un but évident de permettre une comparaison entre les résultats des deux simulations.

**II.3.1. Excitation par une source de masse :**

**1 Cas ou la longueur de la phase fluide  $L_{eau} = 1mm$  :**

**a) Spectre de la pression acoustique :**

Les graphes de la figure 39 affichent une augmentation exponentielle du spectre de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Une deuxième remarque est que ces mêmes courbes présentent des paliers différents pour trois fréquences différentes.

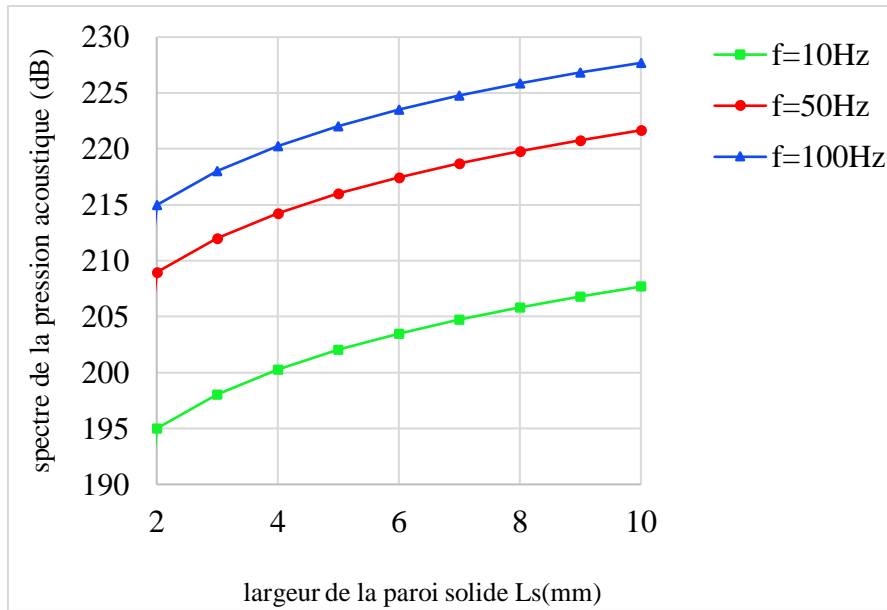


Figure 39 : Variation du spectre de pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

### b) Pression acoustique :

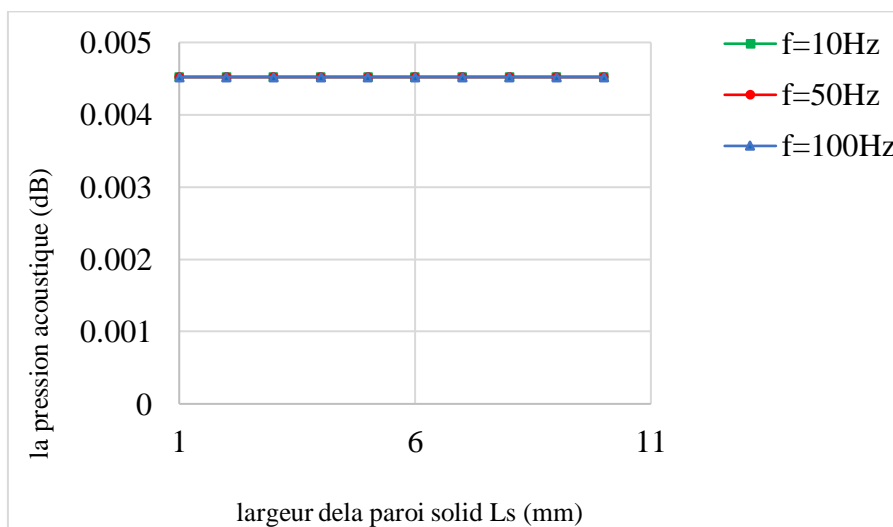


Figure 40 : Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 40 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide. Ces courbes présentent des paliers constants pour trois fréquences différentes. Cette constance reflète une indépendance de la variation de  $L_s$  et de la pression acoustique.

**c) Déplacement total de la paroi :** La figure 41 affichent la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. Les valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $1.87e^{-12}$ .

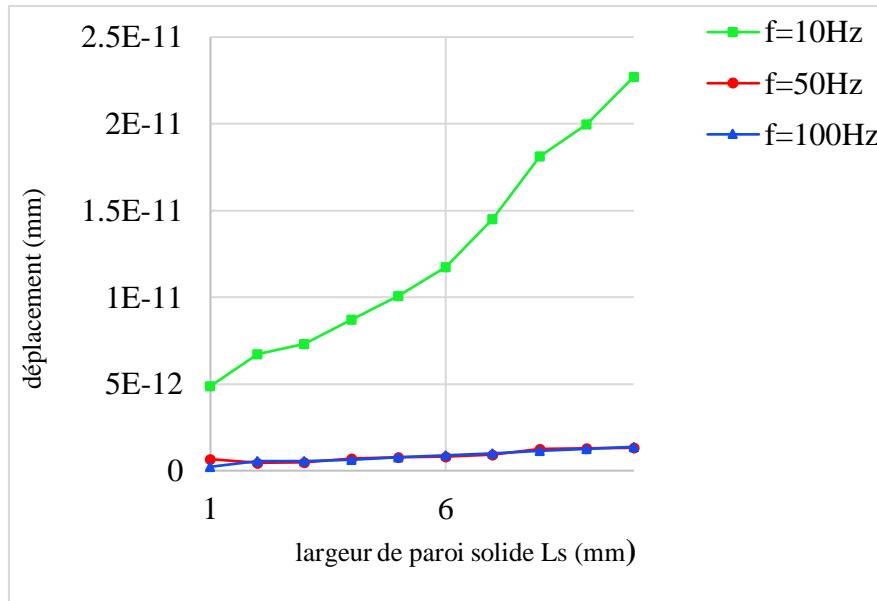


Figure 41 : Variation du déplacement avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

## 2 Longueur de la phase air $L_{eau} = 5 \text{ mm}$

### a) Spectre de pression acoustique :

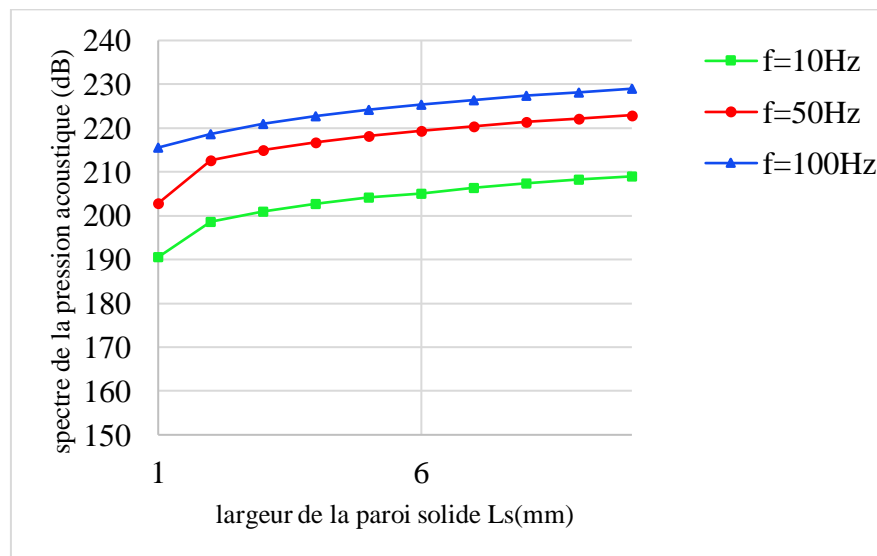


Figure 42 : Variation du spectre de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 42 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase eau  $L_{eau} = 5 \text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 39.

**b) Pression acoustique :** La figure 43 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 5 \text{ mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure de la SPL vs  $L_s$  pour eau = 1 mm seront réitérés ici.

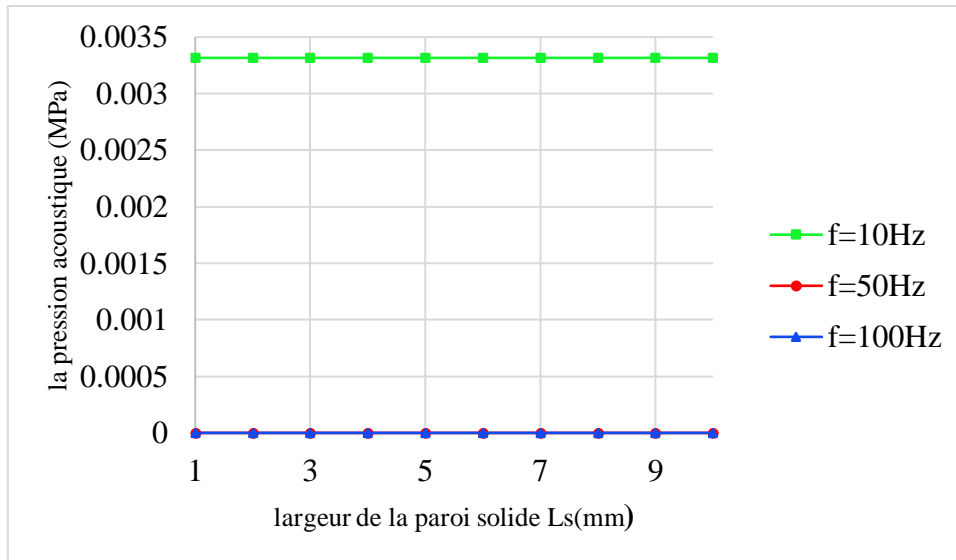


Figure 43 : Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

### c) Déplacement total de la paroi :

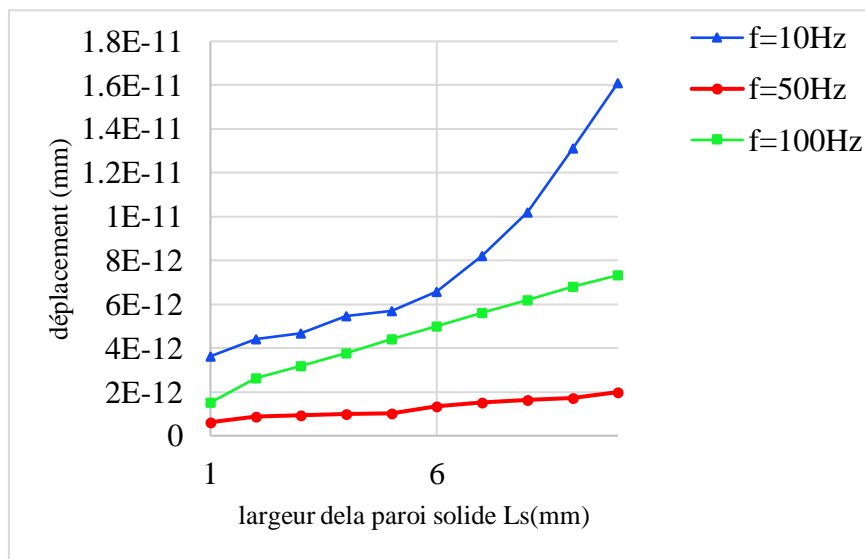


Figure 44 : Variation du déplacement avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 44 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 5\text{mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 41. Du déplacement vs  $L_s$  pour l'eau = 1 mm seront réitérés ici.

### 3 Longueur de la phase fluide $L_{eau} = 10\text{mm}$ :

**Spectre de pression acoustique :** La figure 45 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci

pour une longueur de la phase eau  $L_{air} = 10 \text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 42. et la figure 40.

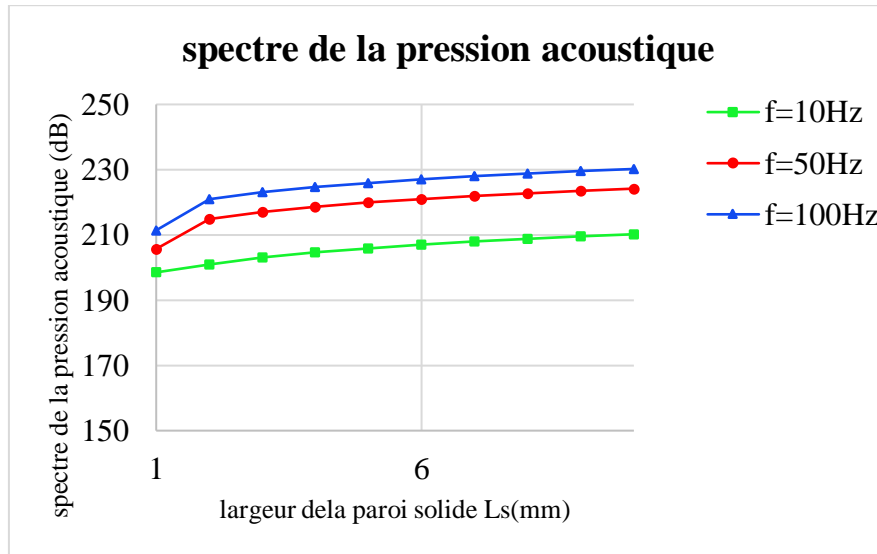


Figure 45 : Variation du spectre de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

**a) Pression acoustique :**

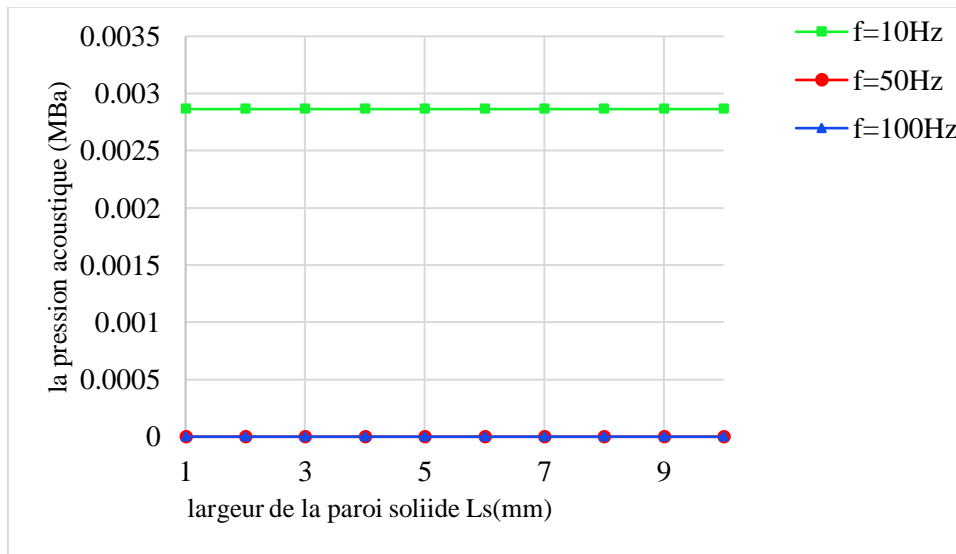


Figure 46 : Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 46 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 10 \text{ mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 40 et la figure 19 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour l'eau =1mm et  $L_s$  pour l'eau =5mm seront réitérés ici. Mais la première figure 40 Confiné 0,0045 décibel et la deuxième figure 43 confiné 0.0033et cette figure 46 confiné entre 0.0028 décibel.

## b) Déplacement total de la paroi solide :

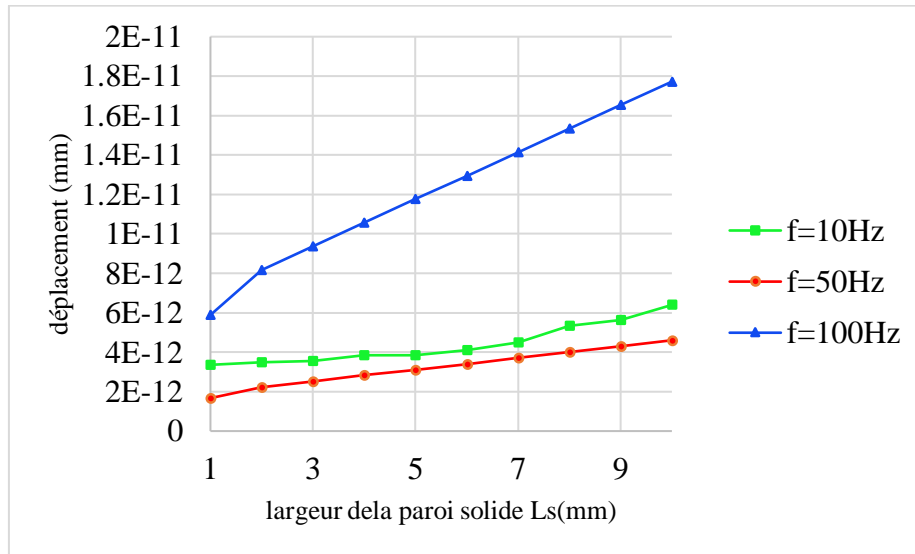


Figure 47 : Variation du déplacement avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 47 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 10\text{mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 41 et la figure II-26 du déplacement vs  $L_s$  pour  $L_{eau} = 1\text{mm}$  et pour  $L_{eau} = 5\text{mm}$  seront réitérés ici. Tous les courbes donne des valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $1.5e^{-5}$ .

### II.3.2. Excitation par une vitesse de surface :

Dans cette partie du chapitre, nous allons explorer les effets de la variation de la longueur de la paroi solide sur les paramètres acoustique et structurels du matériau et dans ce cas avec chargement de la phase de fluide par une vitesse de surface.

#### 1 Cas ou la longueur de la phase eau $L_{eau} = 1\text{mm}$

##### a) Spectre de pression acoustique :

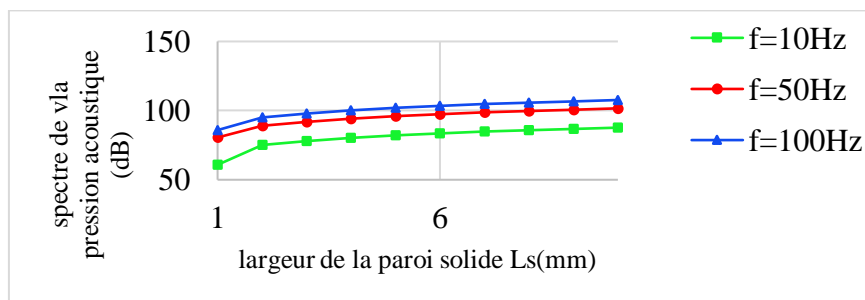


Figure 48 : Variation du spectre de la pression acoustique en fonction de la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.



Les graphes de la figure 48 affichent une augmentation exponentielle du spectre de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Une deuxième remarque est que ces mêmes courbes présentent des paliers différents pour trois fréquences différentes. Cette variation confinée entre 60 à 110 décibels.

**b) Pression acoustique :**

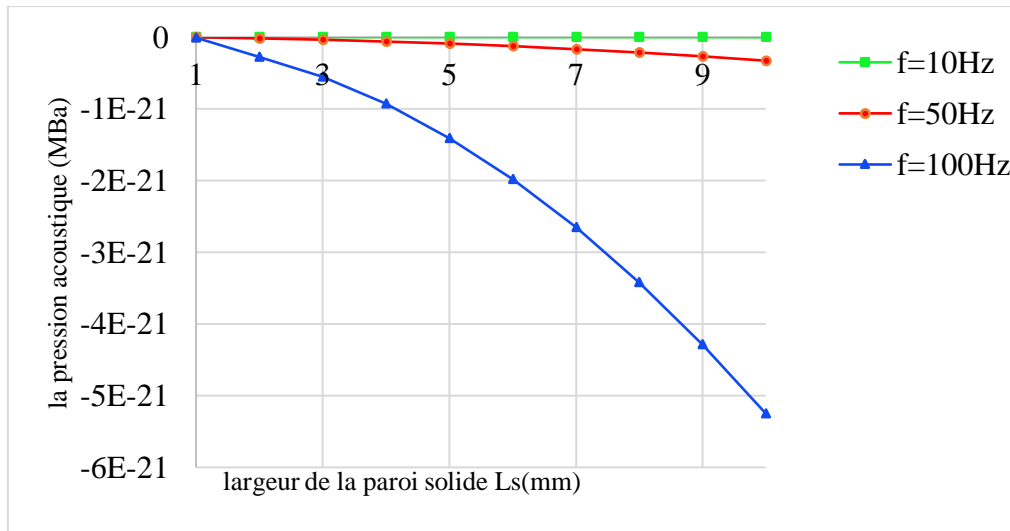


Figure 49 :Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

Les graphes de la figure 49 affichent une diminution de la pression acoustique au fur et à mesure que  $L_s$  augmente. Une deuxième remarque est que ces mêmes courbes présentent des paliers différents pour trois fréquences différentes. Les valeurs des pressions acoustiques sont très petites.

**c) déplacement total de la paroi solide :**

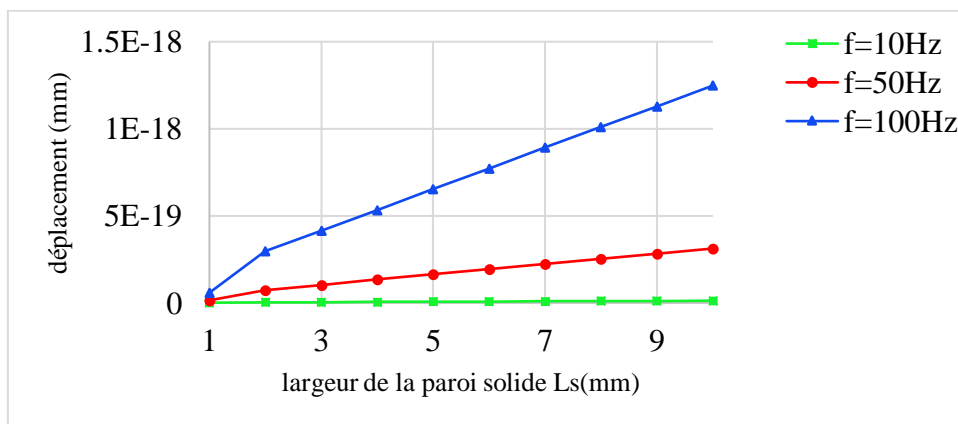


Figure 50 : Variation du déplacement avec la largeur de la paroi solid pour différentes fréquences.

La figure 50 affichent la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. Les valeurs des déplacements sont très petites de l'ordre du  $5e^{-20}$  et donc difficilement et pour les déceler l'axe des ordonnées est mis sur l'échelle logarithmique.

## 2 Longueur de la phase air $L_{eau} = 5 \text{ mm}$ :

### a) Spectre de pression acoustique :

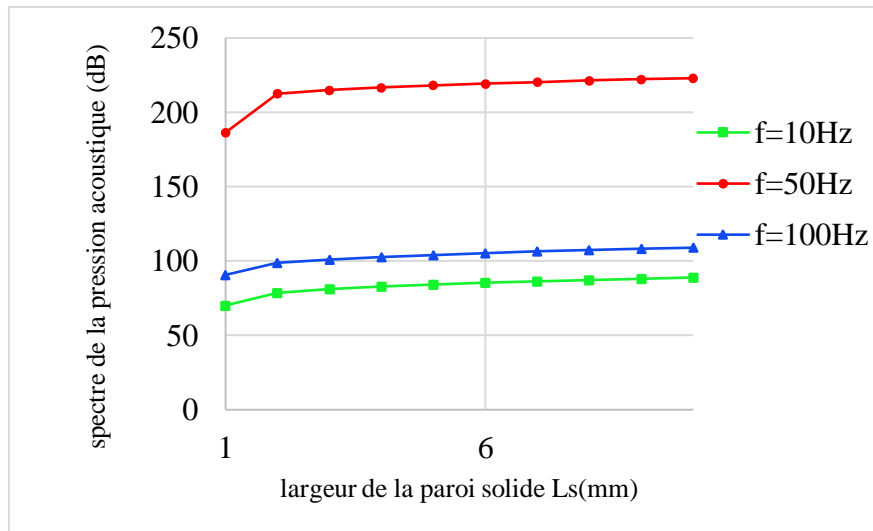


Figure 51 :Variation du spectre de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 51 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase eau  $L_{eau} = 5\text{mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendance vues dans la figure 48 .Reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{eau}$  sur le spectre de la pression acoustique. Cette variation confinée entre 55à 225 décibels.

### b) Pression acoustique :

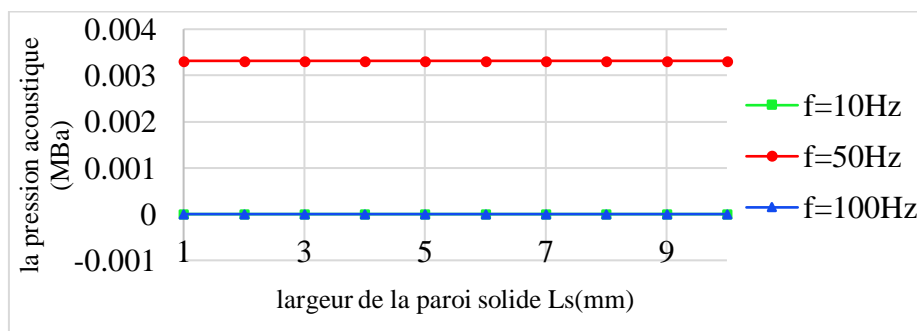


Figure 52 :Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 52 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 5mm$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 49 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour l'eau =1mm seront réitérés ici.

**c) Déplacement total de la paroi solide :**

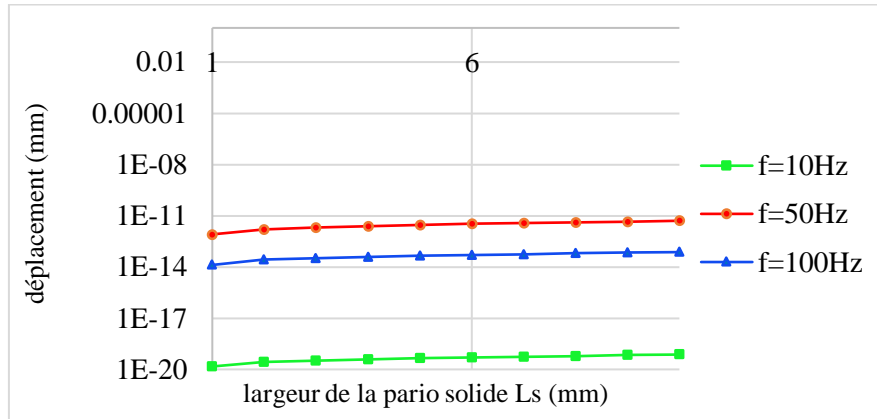


Figure 53 : Variation du déplacement avec de la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 53 affichent la dépendance du déplacement total de la paroi solide en fonction de la variation de la largeur  $L_s$  et ce pour trois fréquences différentes. la deuxième remarque il y a un changement différents entre de figure 49 et cette figure. Les valeurs des déplacements sont très petites.

**3 Cas ou la longueur de la phase eau  $L_{eau} = 10 mm$**

**a) Spectre de pression acoustique :**

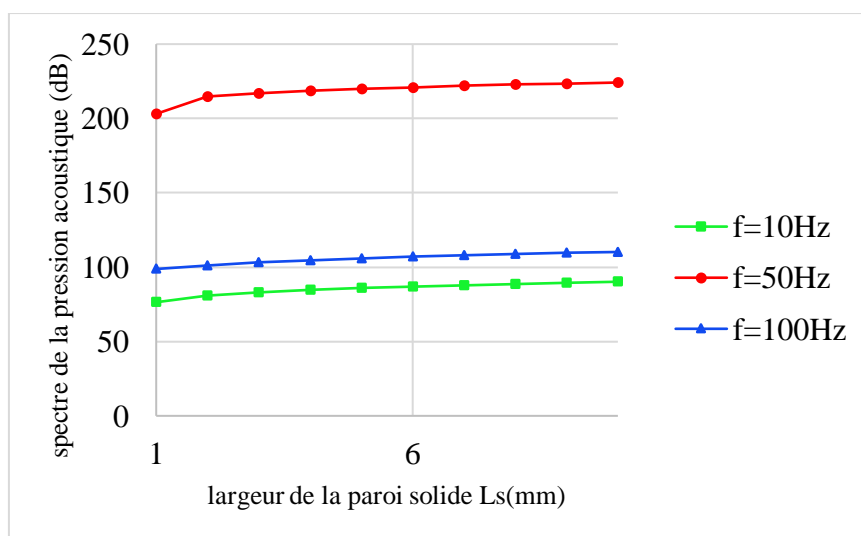


Figure 54 : Variation du spectre de la pression acoustique avec de la longueur de la paroi solide, pour différentes fréquences.

La figure 54 qui affichent les variations du spectre de la pression acoustique par rapport à la largeur  $L_s$  pour différentes fréquences et ceci pour une longueur de la phase eau  $L_{eau} = 10\text{ mm}$ . Ces courbes affichent les mêmes tendances vues dans la figure 47 et la figure 50 Reflétant qu'il n'y a aucune incidence de la variation de  $L_{eau}$  sur le spectre de la pression acoustique. Cette variation confinée entre 55 à 210 décibels.

**b) Pression acoustique :**

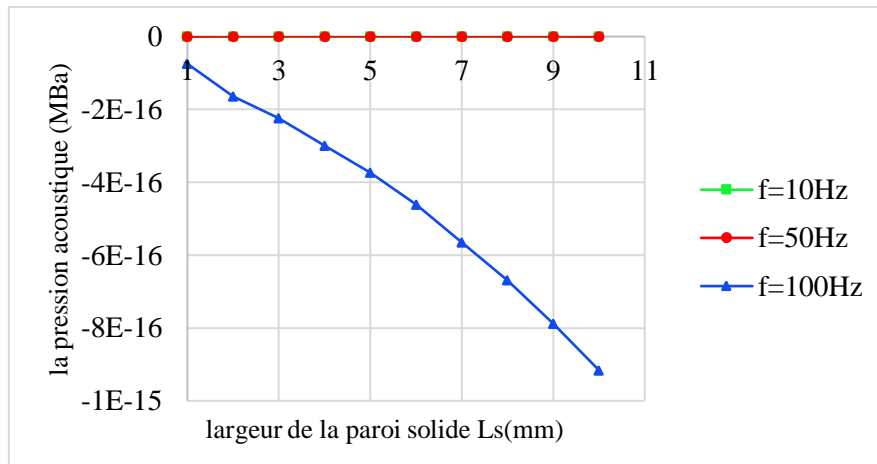


Figure 55 : Variation de la pression acoustique avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 55 présente des courbes de variation de la pression acoustique en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 10\text{ mm}$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 49 et la figure 52 de la pression acoustique vs  $L_s$  pour  $L_{eau} = 1\text{ mm}$  et  $L_s$  pour  $L_{eau} = 5\text{ mm}$  seront réitérés ici.

**c) Déplacement total de la paroi solide :**

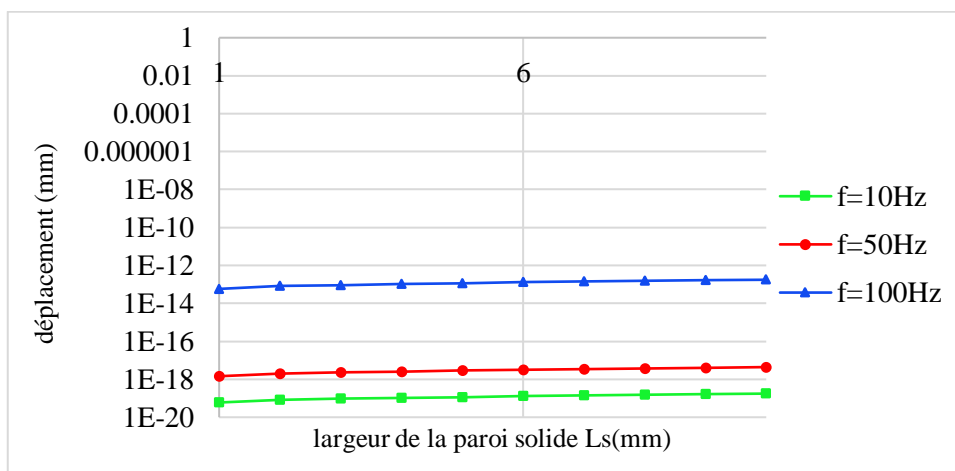


Figure 56 : Variation du déplacement avec la longueur de la paroi solide pour différentes fréquences.

La figure 56 présente des courbes de variation du déplacement en fonction de la largeur de la paroi solide pour une largeur de la phase fluide  $L_{eau} = 5mm$ . Les mêmes remarques, faites dans la figure 49 et la figure 53 du déplacement vs  $L_s$  pour  $L_{eau} = 1mm$  et pour  $L_{eau} = 5mm$  seront réitérés ici. Toutes les courbes donnent des valeurs des déplacements très petites.

## II.4. Relation de dispersion et apparition du phénomène de Bande de fréquence :

En appliquant, la méthode de la matrice de transfert, dont les principes fondamentaux sont exposés à la fin du premier chapitre, la structure cellulaire, choisie de sorte que la distribution de sa matière soit périodique et dans les deux directions  $x_1$  et  $x_2$ . L'exploitation des résultats obtenus par la simulation de ce matériau discret met en évidence les effets : de bande d'arrêt de fréquence et de bande passante. Les courbes, ci-dessous, sont tracées à l'aide de Matlab.

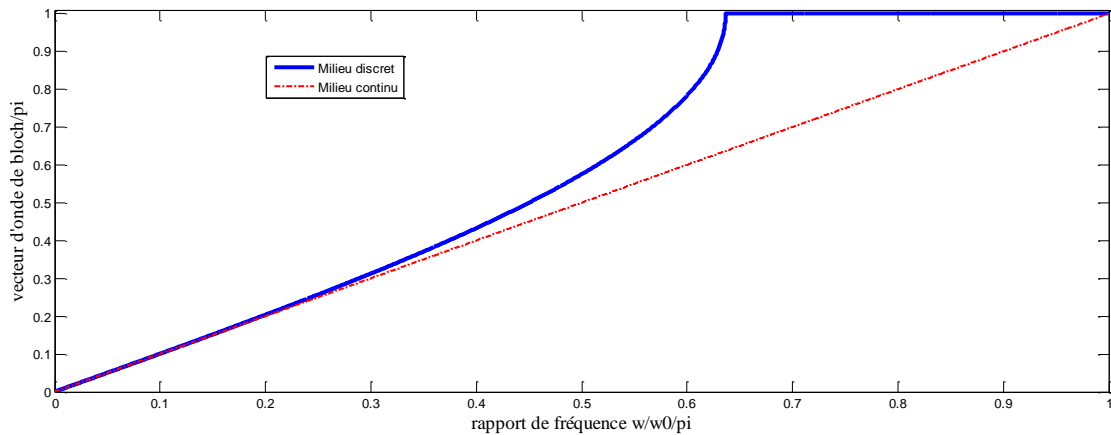


Figure 57 : Fréquence spatiale en fonction de la fréquence temporelle dans un milieu : a) discret en bleu, b) continu en rouge.

La figure 57 affiche deux courbes qui tracent la variation du nombre d'onde adimensionnelle en fonction de la fréquence temporelle adimensionnelle. La courbe, en bleu dans son dernier palier, représente la transmission d'onde à travers un milieu discret et la courbe, en rouge, qui représente la transmission d'onde à travers un milieu continu est une droite  $\mu = \eta$  ; ou  $\mu = ql$  est le vecteur de Bloch-Floquet,  $q$  étant le vecteur d'onde de Bloch unidimensionnel et  $l = l_{fluide} + l_{solide}$  la largeur totale de la cellule unitaire.  $\eta = \omega/\omega_0$  Rapport de fréquence.

La figure 58 affiche des courbes traçant les dépendances entre la fréquence spatiale adimensionnelle et temporelle, présentant des bandes de fréquences, respectivement, PB (passe-bande), qui se situe entre les fréquences adimensionnelles [4.50-5.20] et une

bande interdite ou bande d'arrêt se situant entre les fréquences [9.20-10.00] Hertz et ce pour l'intervalle de fréquences de [0,100] Hertz dans lequel se sont déroulés les simulations et ce pour la cause que la littérature nous apprend que ce type de bandes apparaît lors des faibles fréquences.

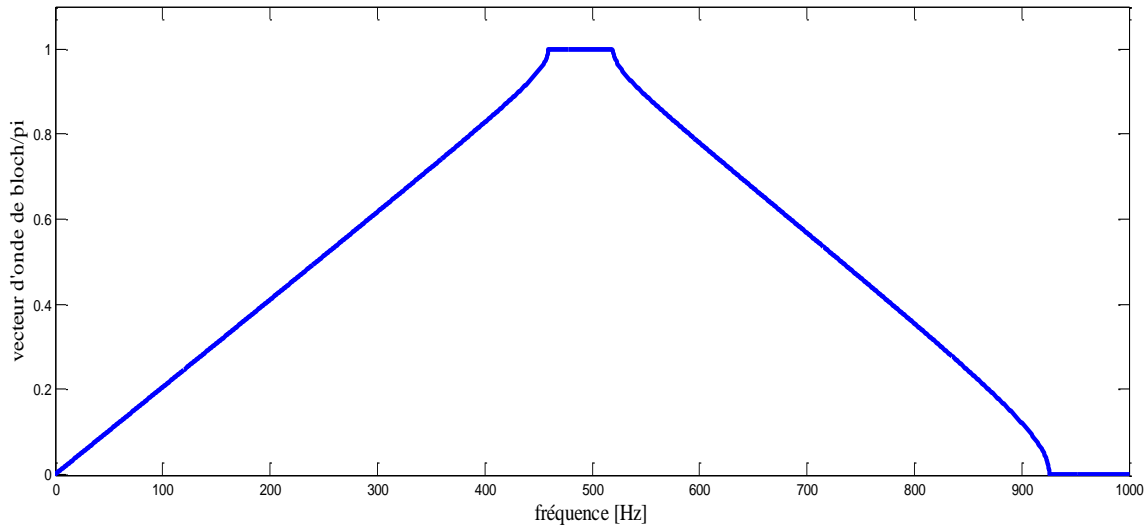


Figure 58 : Bande de fréquence à transmission complète (passe bande) et à transmission nulle (stop bande).

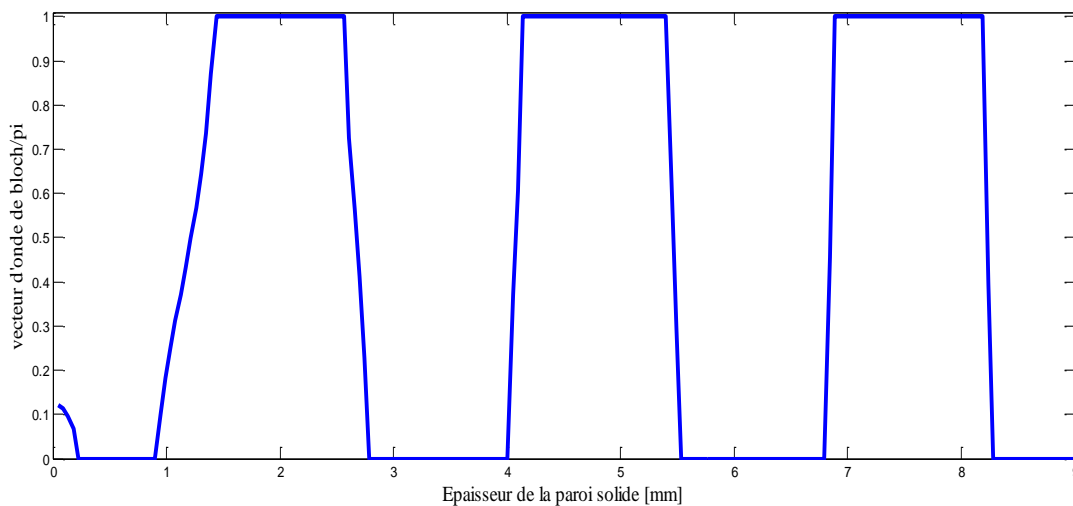


Figure 59 : Evolution du vecteur d'onde de Bloch en fonction de l'épaisseur de la paroi solide.

La figure 59 trace l'évolution du vecteur d'onde de Bloch en fonction de l'épaisseur de la paroi solide. La figure montre, notamment, l'apparition de paliers maximaux (passe-bandes) et autres nuls (stop-bandes) distribués périodiquement, le long de l'évolution de l'épaisseur de la paroi.

## II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une simulation vibro-acoustique sur un matériau cellulaire périodique dont le matériau de base est le PMMA (phase fluide utilisée : air) ou l'ABS (phase fluide utilisée : eau). Ensuite, les différents résultats des simulations ont été présentés et interprétés, entre autres les effets acoustiques sur une structure cellulaire suite au changement de fréquence et de la longueur de la paroi solide  $L_s$  et la longueur de la phase fluide  $L_{fluide}$ .

Pour l'analyse des caractéristiques acoustiques de la structure périodique, nous avons utilisé la méthode de la matrice de transfert pour déterminer la matrice de transfert total de la structure et ce pour dégager les propriétés de filtrage acoustique. En effet, en utilisant la technique de la matrice de transfert nous avons décelé l'existence de bandes passante et d'arrêt.

Le caractère périodique, et dans les deux directions  $x_1$  et  $x_2$ , de cette structure nous a permis de simplifier le problème à une seule dimension et, par l'introduction des conditions de Floquet-Bloch, le problème a été réduit à une seule cellule-unité représentative.

### Conclusion générale

L'étude de la simulation en vibro-acoustique des matériaux cellulaires vise à connaître l'effet du son sur les matériaux cellulaires, ainsi que la capacité des matériaux cellulaires à isoler ou propager une onde sonore, en étudiant un ensemble de facteurs sur ces matériaux.

Dans cette étude, nous avons choisi des matériaux tels que le PMMA et l'ABS et qui sont des matériaux polymères comme matériaux de base de la structure cellulaire. Les simulations numériques ont été effectuées sur le logiciel ANSYS WORKBENCH, version R19.2.

Cette étude vise à mettre en évidence l'effet des interfaces fluide/solide dans la structure sur la propagation et/ou l'étouffement des ondes acoustiques. Pour mettre cela en exergue, nous avons joué sur les longueurs : de la phase fluide (air ou eau de 1mm /5mm/10mm) et dans chaque phase fluide nous avons fait évoluer la longueur de la paroi solide de 1mm à 10 mm Et ce pour deux types d'excitation acoustiques (source de masse et surface de vitesse) et avec trois fréquences (10hz/50hz/100hz).

Dans le premier chapitre, nous avons exposés en revue les différents types de matériaux cellulaires et leurs propriétés essentiels. Dans un second temps, nous avons introduit les lois fondamentales de l'acoustique linéaire pour, enfin finir par un exposé assez détaillé sur la méthode de la matrice de transfert qui a été utilisé pour dégager la relation de dispersion de ces matériaux et en déduire les différentes bandes passantes et d'arrêt de fréquences.

Le deuxième chapitre a été consacré à ces différentes simulations acoustiques sur les deux types de matériaux cellulaires périodiques, ou l'étude s'est focalisé sur une cellule unitaire de ce matériau, ou cela a été possible grâce à la symétrie de la structure et à son caractère répétitif, et dans les deux directions  $x_1$  et  $x_2$ , où le principe de Bloch – Floquet a été introduit comme conditions aux limites pour permettre cette double simplification( *structure* → *cellule unitaire* et  $2D \rightarrow 1D$  ). Tout cela a été précédé par une analyse modale qui nous a permis de dégager les modes et fréquences propres de la structure.

Ensuite, des simulations ou des sollicitations harmoniques sur la cellule ont suivis nous permettant de présenter les différents résultats et de dégager les interprétations qui conviennent ; entre autres celles concernant les effets acoustiques sur une structure cellulaire suite au changement de fréquence et de la longueur de la paroi solide  $L_s$  et la longueur de la phase fluide  $L_{fluide}$ .

Pour l'analyse des caractéristiques acoustiques de la structure périodique, nous avons utilisé la méthode de la matrice de transfert pour déterminer la matrice de transfert total de la structure et ce pour dégager les propriétés de filtrage acoustique. En effet, en utilisant la technique de la matrice de transfert nous avons décelé l'existence de bandes passante et d'arrêt.

Enfin, comme perspectives, des analyses plus complètes et détaillées en faisant varier la fréquence et dans le domaine des basses et moyenne fréquences.

## Références bibliographiques

- [1] Livre présent par LORAN J.GIBSON et MICHAEL F.ASHBY janvier 1997, titre de livre (cellular solide) scande édition. Page (2à10)
- [2] Mémoire master présenté par Alili elhadi et KHABBAR nesrddine 2012/2013 université kasdi merbah Ouargla, titre de mémoire (homogénéisation numérique du matériau cellulaire). Page (1à 4)
- [3] Thèse doctorat présente par ibrahim ELNSIRY 14/12/2006 Laboratoire de mécanique et Technologie ENS Cachan/CNRS/UMR853561, avenue du président Wilson, 94235 CACHAN CEDEX (France).titre Comportement des matériaux cellulaires sous impacte de panneaux sandwichs sous perforation dynamique. Page(6)
- [4] acoustic Analyses UsingMATLAB®and ANSYS®carl Q. Howard and Benjamin S. Cazzolato. Version Date: 2014100. International Standard Book Number-13: 978-1-4822-2327-9 (eBook – PDF).
- [5] [www.plastics.ulprospector.com](http://www.plastics.ulprospector.com), Acrylique (Acrylique) Propriétés types Generic Acrylic PMMA).
- [6] Bernard Boullard, *Dictionnaire : Plantes et Champignons*, [D. Boeck](#), 1997 (ISBN 2909455998) , p. 187 s.v. Cladode et 626 s.v. Phylloclade.
- [7] H. Nakayama, T. Yamaguchi et H. Tsukaya, « *Acquisition and diversification of cladodes: leaf-like organs in the genus Asparagus* », *The Plant Cell*, vol. 24, n° 3, 2012.
- [8] A. Bezazi, F. Scarpa, and C. Remilat. A novel centresymmetric honeycomb. Composite structure, 71:356-364, 2005.
- [9] Prall, D., & Lakes, R. (1997). Properties of a chiral honeycomb with a Poisson's ratio of—1. *International Journal of Mechanical Sciences*, 39(3), 305-314.
- [10] D.U. Yang, S. Lee, F.Y. Huang: Geometric effects on micropolar elastic honeycomb structure with negative Poisson's ratio using the finite element method; *J Finite Elements in Analysis and Design*. 39 (2003)187–205.
- [11] Abderrezak Bezazi, Fabrizio Scarpa, ChrystelRemillat, A novel centre symmetric structure composite structure, science direct, *Composite Structures* 71 (2005) 356–364.
- [12] Blumenfeld, R. & Edwards, S.F. *J Supercond Nov Magn* (2012) 25: 565. <https://doi.org/10.1007/s10948-012-1464-x>



- [13] Gonella, S., & Ruzzene, M. (2008). Homogenization and equivalent in-plane properties of two-dimensional periodic lattices. *International Journal of Solids and Structures*, 45(10), 2897-2915.
- [14] Banerjee, A., Das, R., & Calius, E. P. (2018). Waves in Structured Mediums or Metamaterials: A Review. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 1-30.
- [15] Wei, J., & Petyt, M. (1997). A method of analyzing finite periodic structures, Part 1: Theory and examples. *Journal of sound and vibration*, 202(4), 555-569.
- [16] [Born, M.; Wolf, E., *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Oxford, Pergamon Press, 1964] ;
- [17] Duan, Y., Luo, J., Wang, G., Hang, Z. H., Hou, B., Li, J., . . . Lai, Y. (2015). Theoretical requirements for broadband perfect absorption of acoustic waves by ultra-thin elastic meta-films. *Scientific reports*, 5, 12139.
- [18] Bloch, F. (1929). Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern. *Zeitschrift für physik*, 52(7-8), 555-600.

