

N° d'ordre : 20/2004-M/PH

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE
(U.S.T.H.B)
ALGER

FACULTE DE PHYSIQUE

MEMOIRE

Présenté, pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

EN : physique

Spécialité : Matériaux et composant

Par : M^{me} SATOUR ABIDA

Sujet

ETUDE DE FAISABILITE
D'UN CAPTEUR A ONDES DE LAMB

Le 06/07/2004, devant le jury composé de :

| | | | | |
|-----|----------------|----------------------|-------------|--------------------|
| Mr | S.OUICHAOUI | Professeur | U.S.T.H.B | Président |
| Mr | F.BOUBENIDER | Professeur | U.S.T.H.B | Directeur de thèse |
| Mme | Z.MELIANI | Professeur | U.S.T.H.B | Examinatrice |
| Mr | D.BRADAI | Maître de conférence | U.S.T.H.B | Examineur |
| Mr | A.BADIDI BOUDA | Maître de recherche | C.S.C Alger | Examineur |

DEDICACES

Je dédie ce travail :

A mon père

A mes frères et sœurs

A mon mari, El Hachemi, qui ma encouragé à poursuivre ce travail

A mon enfant Mohamed Chakib

A ma belle mère, ainsi qu'à mes belles-sœurs.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé sous la direction de monsieur F. BOUBENIDER, professeur à l'USTHB. Je tiens à lui exprimer ma gratitude pour m'avoir guidé, tout au long de ce projet, pour la patience qu'il a manifesté tout au long de ce travail ainsi que pour tous les conseils avisés, qu'il a bien voulu me donner.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait monsieur S. OUICHAOUI, professeur à l'USTHB, en présidant le jury de cette thèse .

J'adresse mes sincères remerciements au professeur Z. MELIANI, pour avoir accepté de participer au jury et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Mes remerciements, vont également à monsieur D. BRADAI, Maître de Conférences à l'USTHB, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de faire partie du jury.

Que monsieur A. BADIDI BOUDA, chef du laboratoire de caractérisation et d'instrumentation « L.C.I » au centre de recherche scientifique et technique en soudage et contrôle (CSC), trouve, ici, l'expression de mes plus vifs remerciements pour avoir accepté de participer au jury et pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et, avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires, qui m'ont permis d'avancer dans mon travail expérimental.

Je remercie, également, le Directeur du C.S.C, le professeur A. BENCHAAALA, pour m'avoir permis l'accès au centre.

M^r A. DAHEL, a montré beaucoup d'intérêt à ce travail, en me faisant bénéficier de ses conseils. Qu'il trouve ici, l'expression de ma profonde gratitude.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres de l'équipe d'acoustique Sonia, Saliha, messieurs REZZOUG, LOUNI, BENNAMANE, ainsi que Faiza et Hind du C.S.C. chéraga.

SOMMAIRE

| | |
|--|----------|
| INTRODUCTION..... | 1 |
| <i>CAPTEUR A ONDES ELASTIQUES GUIDEES.....</i> | <i>5</i> |
| SCHEMA FONCTIONNEL..... | 8 |

PARTIE THEORIQUE

CHAPITRE –I-

ETUDE THORIQUE DES MODES DANS UNE PLAQUE

| | |
|--------------------------------------|-----------|
| I.1 Introduction..... | 12 |
| I.2 RAPPELS D'ELASTICITE..... | 12 |

I.2.1 Elasticité linéaire : Loi de Hooke

I.2.2 Elasticité dynamique : équation de propagation

I.2.3 Ondes planes en milieu illimité

I.2.4 Ondes guidées : courbes de dispersion

I.3 ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX

HOMOGENES

| | |
|-----------------------|-----------|
| ISOTROPES..... | 17 |
|-----------------------|-----------|

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| I.3.1.Courbes de dispersion | |
| I.3.1.1 Vitesse de phase | |
| I.3.1.2 Vitesse de groupe | |
| I.3.2 Modes d'ordre zéro | |
| I.3.3 Modes d'ordre supérieurs | |
| I.3.3.1 Fréquences de coupure | |
| I.3.3.2 Numération des modes | |
| I.4.Choix d'un mode..... | 28 |

CHAPITRE –II-

DEPLACEMENTS, ATTENUATION

| | |
|--|-----------|
| II.1.Introduction..... | 32 |
| II.2 Déplacements mécaniques à la surface de la plaque..... | 32 |
| II.2.1.Mode S_0 | |
| II.2.2.Mode A_0 | |
| II.3.Atténuation en présence d'un liquide..... | 37 |
| II.3.1 Introduction | |
| II.3.2 Calcul de coefficient d'atténuation en présence d'un liquide | |
| II.3.3 Discussion | |
| II.3.4 points de fonctionnements | |

CHAPITRE –III-

GENERATION DES ONDES DE LAMB

III.1 Méthodes de génération et de détection des ondes de Lamb.....43

III.1.1 La piézoélectricité

III.1.1.2 Définition

III.1.1.3 Les matériaux piézo-électriques.

III.1.1.4 Principe de génération des ultrasons par effet piézo-électrique

III.1.1.5 Déformation fondamentale des lames piézo-électriques

III.1.2 Méthode utilisant un transducteur inter digitées

III.1.3 Méthode de coin

PARTIE EXPERIMENTALE

CHAPITRE-IV-

APPLICATION EXPERIMENTALE

IV.1 Introduction.....50

IV.2 Dispositif expérimentale

IV.3 Caractéristiques des transducteurs utilisés

IV.4 Expériences

IV.4.1 Première expérience

IV.4.2 Deuxième expérience

CONCLUSION GENERALE.....**61**

SOMMAIRE

| | |
|--|----------|
| INTRODUCTION..... | 1 |
| CAPTEUR A ONDES ELASTIQUES GUIDEES..... | 5 |
| SCHEMA FONCTIONNEL..... | 8 |

PARTIE THEORIQUE

CHAPITRE –I-

ETUDE THORIQUE DES MODES DANS UNE PLAQUE

| | |
|---|-----------|
| I.1 Introduction..... | 12 |
| I.2 RAPPELS D'ELASTICITE..... | 12 |
| I.2.1 Elasticité linéaire : Loi de Hooke | |
| I.2.2 Elasticité dynamique : équation de propagation | |
| I.2.3 Ondes planes en milieu illimité | |
| I.2.4 Ondes guidées : courbes de dispersion | |
| I.3 ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX HOMOGENES | |
| ISOTROPES..... | 17 |

| | |
|-------------------------------------|--|
| I.3.1. Courbes de dispersion | |
| I.3.1.1 Vitesse de phase | |
| I.3.1.2 Vitesse de groupe | |
| I.3.2 Modes d'ordre zéro | |

| | |
|---------------------------------------|-----------|
| I.3.3 Modes d'ordre supérieurs | |
| I.3.3.1 Fréquences de coupure | |
| I.3.3.2 Numération des modes | |
| I.4.Choix d'un mode..... | 28 |

CHAPITRE –II-

DEPLACEMENTS, ATTENUATION

| | |
|--|-----------|
| II.1.Introduction..... | 32 |
| II.2 Déplacements mécaniques à la surface de la plaque..... | 32 |
| II.2.1. Mode S_0 | |
| II.2.2. Mode A_0 | |
| II.3.Atténuation en présence d'un liquide..... | 37 |
| II.3.1 Introduction | |
| II.3.2 Calcul de coefficient d'atténuation en présence d'un liquide | |
| II.3.3 Discussion | |
| II.3.4 points de fonctionnements | |

CHAPITRE –III-

GENERATION DES ONDES DE LAMB

| | |
|--|-----------|
| III.1 Méthodes de génération et de détection des ondes de Lamb..... | 43 |
| III.1.1 La piézoélectricité | |
| III.1.1.2 Définition | |

III.1.1.3 Les matériaux piézo-électriques.

III.1.1.4 Principe de génération des ultrasons par effet piézo-électrique

III.1.1.5 Déformation fondamentale des lames piézo-électriques

III.1.2 Méthode utilisant un transducteur inter digitées

III.1.3 Méthode de coin

PARTIE EXPERIMENTALE

CHAPITRE-IV-

APPLICATION EXPERIMENTALE

IV.1 Introduction.....50

IV.2 Dispositif expérimentale

IV.3 Caractéristiques des transducteurs utilisés

IV.4 Expériences

IV.4.1 Première expérience

IV.4.2 Deuxième expérience

CONCLUSION GENERALE.....61

INTRODUCTION

Dans les laboratoires de recherche scientifique, comme dans les installations industrielles, l'une des tâches principales du chercheur, comme du technicien, est d'effectuer les mesures des grandeurs physiques, variées, qui déterminent leurs expériences ou conditionnent le déroulement correct de leurs fabrications. Afin d'être menée à bien, l'opération de mesure nécessite, généralement, que l'information qu'elle délivre soit transmise à distance du point où elle est saisie, protégée contre l'altération par des phénomènes parasites, amplifiée, avant d'être exploitée de diverses manières : affichée, enregistrée, traitée par ordinateur. L'électronique offre à cet égard des moyens divers et puissants : pour en tirer le meilleur parti et qu'en bénéficient les mesures de tous types de grandeurs physiques, comme leur traitement et leur exploitation, il est très souhaitable de transposer immédiatement sous forme d'un signal électrique chacune des grandeurs physiques intéressantes.

C'est le rôle du capteur que d'assurer cette duplication de l'information en la transférant, au point même où se fait la mesure, de la grandeur physique, (non électrique) : position d'un objet, pression, température, épaisseur d'une couche de métal, etc.... qui lui est propre, sur une grandeur exploitable par un système électronique : intensité de courant, tension, fréquence d'une onde, charge ou impédance.

De nos jours, les capteurs sont indispensables, aussi bien dans le domaine grand public que dans le monde industriel. Les progrès apportés dans le domaine des matériaux, de l'instrumentation, de l'électronique et de l'informatique, exigent l'élaboration de capteurs de toutes sortes et de plus en plus performants. Il est donc intéressant et utile d'étudier de nouveaux capteurs, simples et bon marché.

Comme toute autre onde, une onde élastique se prête à la réalisation d'un capteur, puisque ses caractéristiques (vitesse, mode, amplitude, fréquence) sont modifiées lorsque le milieu dans lequel elle se propage est perturbé. Mais, certaines de ses propriétés expliquent qu'elle joue, dans la saisie des signaux comme dans leur

traitement, un rôle différent de celui d'une onde électromagnétique telle qu'une onde lumineuse [1] :

- petite vitesse ($1000 < V < 12000$) m/s et donc longueur d'onde comparable, dès $f = 1\text{GHz}$, à celle d'une onde lumineuse $1\mu\text{m} < \lambda < 12\mu\text{m}$.
- propagation dans un solide opaque.
- génération et détection par effet piézo-électrique dans un grand domaine de fréquences : $0,1\text{ MHz} < f < 10\text{ GHz}$, par effet magnétostrictif dans le domaine des basses fréquences : $f \rightarrow 1\text{ MHz}$.
- modes avec déplacements mécaniques de surface accompagnés d'un champ électrique.

Les ondes élastiques sont des vibrations mécaniques qui se propagent. Dans un solide isotrope de dimensions grandes par rapport au faisceau d'ondes, le déplacement mécanique est soit parallèle, soit perpendiculaire au vecteur d'onde ; aussi distingue-t-on les ondes longitudinales et les ondes transversales [2]. Si le solide est « semi-infini », des vibrations avec une composante longitudinale et une composante transversale, couplées par réflexion sur les deux surfaces libres de la plaque, peuvent se propager à sa surface : elles sont appelées ondes de Rayleigh. L'épaisseur de matière mise en vibration est de l'ordre de la longueur d'onde. Ordre de grandeur : pour une onde de fréquence $f = 10\text{ MHz}$ se propageant dans un bloc de silice, à la vitesse de 3200 m/s , $\lambda = 0,32\text{ mm}$. Lorsque le solide est limité par deux plans parallèles, c'est à dire s'il a la forme d'une plaque, deux cas sont à considérer, ou bien l'épaisseur de la plaque est nettement supérieure à λ , alors une onde de Rayleigh se propage sur chaque surface et ces deux ondes sont indépendantes l'une de l'autre, ou bien l'épaisseur de la plaque est de l'ordre de (ou inférieure à) λ et les deux ondes de surface sont couplées : l'onde résultante est appelée **onde de plaque ou onde de Lamb** [3] . L'onde de Lamb est une onde guidée, la proportion des ondes partielles, transversale et longitudinale, variant avec la fréquence, explique que sa propagation soit dispersive. L'onde de Rayleigh est aussi une onde guidée mais seulement par une surface ; sa propagation n'est pas dispersive. Ces ondes de Rayleigh et de Lamb impliquent un déplacement mécanique de la surface du solide. Elles sont donc plus ou

moins sensibles à la modification de l'état de cette surface. D'autres part, ce déplacement se propage à une vitesse qui, pour les solides ordinaires, est comprise entre 2000 et 6000 m/s et il est, à priori, détectable par effet optique ou piézoélectrique. Ces propriétés expliquent l'intérêt de ces ondes dans le domaine des capteurs [4] [5].

Des capteurs à ondes de Rayleigh ont été mis au point : écran tactile [6 – 7 - 8] détecteur de gaz [9], capteur de pression [10 - 11 – 12 - 13]. En pratique, l'onde de Rayleigh est plus difficile à engendrer sur un matériau quelconque c'est-à-dire non piézoélectrique et elle exige un meilleur état de la surface près de laquelle l'énergie de la vibration est concentrée.

Alors que le mode de volume a été largement étudié en vue d'applications à l'imagerie médicale, les modes de plaque ont généralement été considérés comme des parasites et leur utilisation pour des capteurs n'avait pas été envisagée. Notre travail portera donc essentiellement sur des capteurs exploitant des **modes de plaque**.

En conséquence, il m'a été demandé d'étudier la faisabilité d'un capteur à ondes guidées de Lamb, basé sur l'exploitation des ondes réfléchies ou absorbées par une « présence » liquide ou solide. Les problèmes à résoudre concernaient donc le choix du guide, de sa nature, de ses dimensions, du mode de propagation, du point de fonctionnement sur la courbe de dispersion choisie, les méthodes d'excitation du train d'ondes incident et de détection des ondes réfléchies et le problème de l'atténuation de l'onde produite par une « présence » en contact avec une face de la plaque.

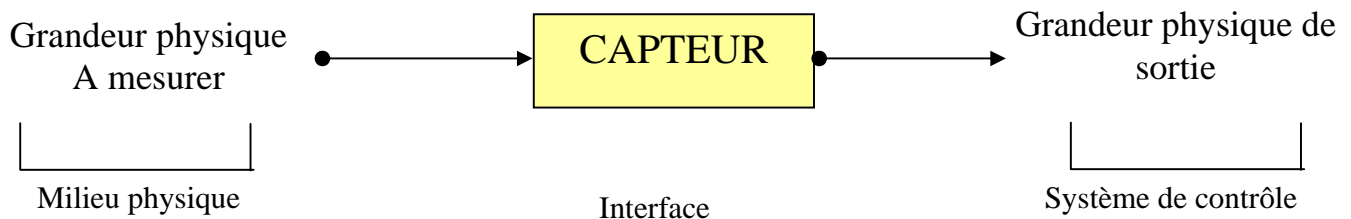
Ce mémoire résume notre travail. Après une brève description de quelques capteurs d'ondes élastiques guidées, utilisés actuellement, les principaux éléments du capteur sont mis en évidence sur un schéma fonctionnel : le guide retenu est une plaque. En conséquence, les modes de propagation dans ce type de guide sont examinés. L'analyse aboutit à choisir des ondes de compression en distinguant un mode symétrique et un mode antisymétrique. Les déplacements, longitudinal et

transversal, sont étudiés pour différents points de la courbe de dispersion ; ensuite, l'atténuation en présence d'un liquide est établie et étudiée.

La partie expérimentale comprend la description des techniques piézo-électriques de génération des modes choisis, dans une plaque de verre ordinaire, elle permet de mettre en évidence les échos produits par la réflexion sur l'obstacle ou leur extinction.

Capteurs à ondes élastiques guidées:

Un capteur est un organe de prélèvement d'information qui élabore à partir d'une grandeur physique (information entrante), une autre grandeur physique de nature différente (très souvent électrique). Cette grandeur représentative de la grandeur prélevée est utilisable à des fins de mesure ou de commande.



Le développement de nouvelles combinaisons de matériaux et de nouveaux types de modes, pour la fabrication de guides d'ondes élastiques, relance l'intérêt d'études de capteurs de grandeurs physiques, telles que, la température, la pression, la composition chimique de certains corps, (liquides, gazeux). L'utilisation de la technique de micro-usinage permet également d'étendre les champs d'investigation.

Ces capteurs comportent essentiellement :

- Un élément solide (plaque, barreau, tube)
- Un générateur de trains d'ondes élastiques couplé au solide
- Un récepteur placé à la distance L du générateur, le récepteur traduit en signal électrique le passage du train d'ondes émis par le générateur.

1. Capteurs à fibres acoustiques:

L'étude de la propagation des ondes élastiques dans les tubes et dans les cylindres débouche sur la réalisation de fibres acoustiques capables de transporter un signal

ultrasonore sur une grande distance [14]. Ce signal peut alors servir à contrôler l'environnement de l'extrémité de la fibre. Une des applications est le développement de capteurs de niveau de liquide.

Le niveau d'un liquide contenu dans un réservoir peut être mesuré par le temps de vol d'une onde acoustique, se propageant dans l'air, entre le transducteur et la surface du liquide. Pour réduire les effets perturbateurs des variations de température, de pression ou des mouvements de l'air, des ondes élastiques guidées ont été utilisées.

Les ondes sont lancées par une impulsion de courant dans une bobine entourant un fil magnétostrictif, puis transmises à un tube (palpeur) par l'intermédiaire d'un cône. Le mode de propagation longitudinale L(0,1), la fréquence porteuse du train d'ondes et l'épaisseur de tube sont choisis de telle sorte que les ondes élastiques soient fortement absorbées, quand le palpeur plonge dans l'eau. Le niveau du liquide est alors déterminé par la mesure du temps de parcours de l'écho réfléchi à la jonction entre le fil et le cône.

2. Capteur à ondes de surface :

L'étude de la sensibilité des dispositifs à ondes de surface, à différents effets extérieurs, tels que la variation de température, de pression ainsi que de contraintes a été développée pour un certain nombre d'applications, dans plusieurs laboratoires de recherche [15] :

2.1 Ecran tactile à ondes de Rayleigh :

Alder et Desmares ont proposé un dispositif basé sur l'emploi d'ondes élastiques de surface [6]. Ce capteur consiste à repérer sur un écran une zone désignée par un doigt. L'idée est de faire parcourir l'écran, d'une part, de haut en bas, d'autre part, d'un côté à l'autre, par des ondes se propageant sur sa surface. Ces ondes sont absorbées par tout doigt qui touche la surface. Ces ondes sont lancées par des rangées de transducteurs émetteurs disposés sur deux bords voisins de l'écran et reçues par des transducteurs

récepteurs placés sur les bords opposés, la position du doigt étant révélée par l'absorption des deux faisceaux d'ondes qui se croisent à l'endroit du contact.

2.2 Détecteur de rosée:

Ce capteur est basé sur le même principe exploité pour l'Ecran tactile[6]. La présence de gouttes de liquide sur la surface de propagation atténue les ondes de Rayleigh. Cette atténuation est exploitée dans un détecteur de point de rosée. La condensation de gouttes d'eau sur la surface comprise entre les deux transducteurs d'une ligne provoque une diminution brusque du signal de sortie. Ce capteur sert à contrôler le degré d'humidité au cours de processus de séchage dans l'industrie du papier. Au cours du fonctionnement, la surface utile est régulièrement nettoyée par un jet d'air.

SCHEMA FONCTIONNEL

L'étude a pour but de montrer qu'il est possible de mettre au point un capteur de présence à l'aide du principe illustré par la figure ci-dessous et mis en œuvre, au laboratoire de physique des matériaux, dans l'équipe d'acoustique, dans le cas d'une plaque de verre.

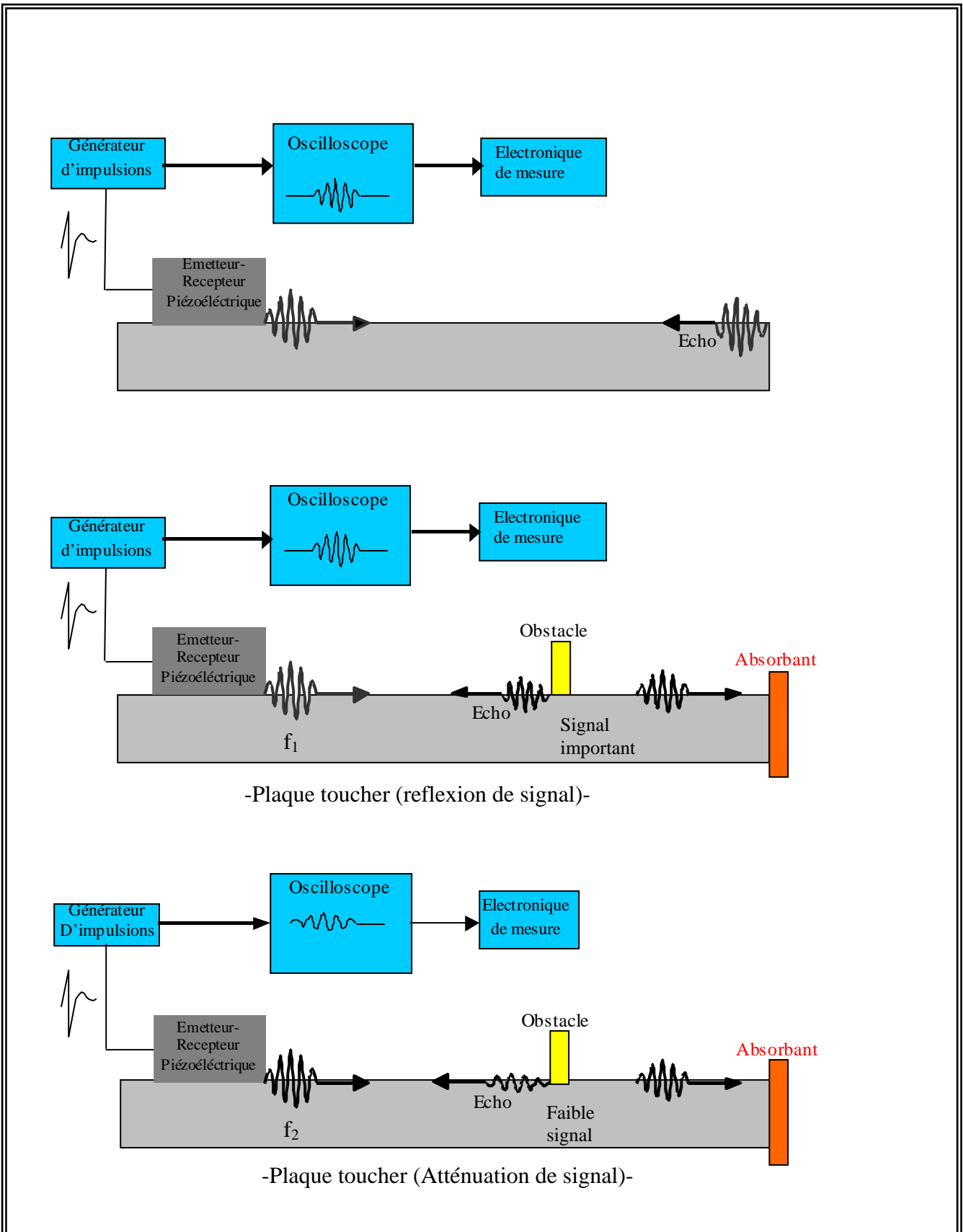
Le principe consiste à lancer, à un instant t et en un point donné, une impulsion élastique, à une fréquence donnée, dans un guide, grâce à un transducteur émetteur. Les trains d'ondes (la déformation progressive) sont fortement réfléchis ou fortement atténués dès qu'ils rencontrent une « présence ». Dans les deux cas, le phénomène (écho, ou absence d'écho) est exploitable électroniquement. Les échos reviennent vers le transducteur qui les convertit en impulsions électriques.

Les principaux éléments du capteur sont donc :

- un guide d'onde élastique
- un transducteur émetteur (qui peut jouer le rôle de récepteur)
- un transducteur récepteur
- un montage électrique pour engendrer l'impulsion mécanique incidente ; détecter et amplifier l'impulsion réfléchie.

La forme du guide, sa longueur, sa nature et le mode à adopter sont importants. En effet, il faut maintenir le guide sans que les supports ne donnent lieu à des réflexions parasites. Sa longueur dépendra de l'usage qui en sera fait. La nature du matériau est à choisir pour être la moins chère possible, la plus pratique et la plus résistante aux conditions extérieures. Une plaque présente l'avantage d'avoir une géométrie plus stable qu'un cylindre, par exemple, et d'exister dans une grande variété de dimensions. Les ondes de surface, ondes de Rayleigh, sont trop sensibles à l'atmosphère environnante pour être considérées ; les ondes de volume se propagent surtout dans le cœur du matériau.

Schéma fonctionnel



Ces réflexions conduisent à choisir, pour guide, une plaque, et d'adopter un mode déformant les deux surfaces libres, tel qu'un mode de flexion ou de compression.

A priori, le matériau constituant le guide peut être isolant (verre, plexiglas, etc.) ou métallique (acier, laiton, etc.) pourvu qu'il soit homogène, disponible dans les dimensions recherchées (longueur, épaisseur, etc.) et présente un coefficient d'atténuation pour les modes élastiques suffisamment petit pour que l'écho revenant de la réflexion soit exploitable. Le problème ici est simplifié, le choix du matériau utilisé pour le guide sera, en définitive, une plaque en verre ordinaire.

Les méthodes classiques de génération d'ondes élastiques à basses fréquences ($f \leq 1\text{MHz}$) reposent sur l'effet piézo-électrique (voir chapitre III) ou sur l'effet magnétostrictif (Si l'on applique un champ magnétique parallèle à l'axe d'un barreau ferromagnétique, il apparaît un allongement ou une contraction). L'intérêt de l'effet magnétostrictif est de produire, à partir d'une impulsion de courant dans une bobine, un court train d'ondes élastiques, constitué seulement de quelques oscillations ; son inconvénient est d'exiger une bobine et un noyau dont les formes ne s'adaptent pas toujours simplement au substrat.

Les transducteurs piézoélectriques ne sont que des résonateurs chargés ainsi ; répondent-ils, en général, à une impulsion électrique par une longue série d'oscillations qu'il convient d'amortir, mais les céramiques utilisables en basse fréquence ($f < 20\text{MHz}$) sont disponibles sous des formes variées.

Le transducteur piézo-électrique est donc ici préférable au transducteur magnétostrictif.

Une option se présente quant au signal à appliquer au transducteur. Ce signal peut être une impulsion simple ou une impulsion avec fréquence porteuse. L'utilisation d'une fréquence porteuse et d'un amplificateur sélectif augmente le rapport signal/bruit à la détection. Un autre moyen d'accroître ce rapport est de produire un signal codé et de le recevoir à l'aide d'un filtre adapté au mode. Le codage et le

décodage peuvent être réalisés en employant à l'émission et à la réception, plusieurs éléments transducteurs convenablement disposés avec le risque, cependant, de créer des échos parasites.

En résumé, le capteur est une plaque de verre dans laquelle un train d'ondes élastiques est lancé sous la forme d'un mode de plaque par un transducteur piézo-électrique. La partie des ondes réfléchies par l'obstacle est détectée par le transducteur émetteur ou par un autre récepteur piézo-électrique.

Le premier point de l'étude porte donc sur l'analyse de la propagation d'ondes dans une plaque et le tracer des courbes de dispersion des différents modes, il nous permettra de choisir la fréquence du transducteur émetteur ainsi que l'épaisseur de la plaque.

Chapitre I
Etude théorique des
Modes de propagation
dans une plaque

I.1.Introduction :

Pour choisir les dimensions de la plaque, la forme et la fréquence de l'onde à engendrer, il faut examiner les différents modes susceptibles de se propager dans une plaque et leurs courbes de dispersion.

I.2 RAPPELS D'ELASTICITE

I.2.1 Elasticité linéaire : Loi de Hooke

Dans un solide élastique et dans l'hypothèse de faibles déformations, la relation tensorielle liant les contraintes T_{ij} et les déformations S_{kl} est linéaire :

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} S_{kl}, \quad i,j = 1,2,3. \quad (1-1)$$

Par la suite on utilisera systématiquement la règle d'Einstein de sommation implicite sur les indices répétés, permettant par exemple de simplifier l'écriture de la relation (1-1), qui devient :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl}, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3. \quad (1-2)$$

Les coefficients C_{ijkl} sont les composantes du tenseur de rigidité élastique, appelées aussi constantes de raideur ou constantes d'élasticité. C est un tenseur de rang 4 qui possède dans le cas le plus général $3^4 = 81$ composantes indépendantes.

Dans la loi de Hooke (1-2), les tenseurs T et S étant symétriques, les C_{ijkl} sont invariants par permutation des indices ij ou kl . Il ne reste donc que 36 composantes indépendantes $C_{\gamma\delta}$ que l'on peut classer dans une matrice carrée de dimension 6x6 en utilisant la convention suivante de contraction des indices $(ij) \sim \gamma$; $(kl) \sim \delta$:

$$(11) \sim 1 ; (22) \sim 2 ; (33) \sim 3 ; (23)=(32) \sim 4 ; (13)=(31) \sim 5 ; (12)=(21) \sim 6 \quad (1-3)$$

Pour un matériau non piézo-électrique, dans la limite élastique, la composante S_{kl} du tenseur des déformations s'écrit en fonction des déplacements :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (1-4)$$

On peut montrer l'équivalence [1] entre la relation tensorielle (1-2) et la relation matricielle :

$$T_\gamma = C_{\gamma\delta} S_\delta \quad \gamma, \delta = 1, 2, 3, 4, 5, 6 \quad (1-5)$$

Cette équivalence est valable à condition de poser :

$$S_1 = S_{11} ; S_2 = S_{22} ; S_3 = S_{33} ; S_4 = 2S_{23} ; S_5 = 2S_{13} ; S_6 = 2S_{12} \quad (1-6)$$

Dans l'hypothèse de l'acoustique linéaire, c'est-à-dire en présence de faibles perturbations, le milieu subit des transformations réversibles. Ainsi, on montre [1] que dans une transformation adiabatique, la constante élastique isentropique C_{ijkl}^σ est la

dérivée seconde de l'énergie interne de l'unité de volume du milieu considéré par rapport aux déformations S_{ij} et S_{kl} .

Dans le cas d'une transformation isotherme, la constante élastique isotherme C_{ijkl}^{θ} est la dérivée seconde de l'énergie libre de l'unité de volume [1]. Il y a donc invariance des constantes élastiques par permutations des paires d'indices ij et kl (ou des indices γ et δ en notation matricielle), d'où la relation de symétrie dite relation de Maxwell :

$$C_{ijkl} = C_{klij} \quad i,j,k,l = 1,2,3 \quad (1-7)$$

Il en résulte que la matrice 6 x 6 des constantes élastique $C_{\gamma\delta}$ ne possède plus comme composantes indépendantes que les 21 membres de sa partie triangulaire supérieure. Cette matrice des constantes élastiques ou matrice d'élasticité représente, donc, le cas le plus général d'un système cristallin de type triclinique, c'est-à-dire ne possédant pas de symétrie particulière, hormis la symétrie centrale par rapport à l'origine du trièdre de référence.

1.2.2. Elasticité dynamique : équation de propagation

L'écriture de l'équation de propagation des ondes élastiques dans un solide illimité (Ondes de volume), permet d'en déduire les caractéristiques en matière de vitesse de phase et de polarisation. En négligeant les forces de pesanteur et d'inertie à l'intérieur du solide, le principe fondamental de la dynamique appliqué à un élément de volume s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad i,j = 1,2,3 \quad (1-8)$$

En utilisant la valeur de T_{ij} donnée par l'expression (1-2) dans l'équation du mouvement(1-8),on obtient le système de trois équation suivant :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad i,j,k,l = 1, 2, 3 \quad (1-9)$$

I.2.3.Ondes planes en milieu illimité

On cherche des solutions sous la forme d'ondes planes progressives se propageant à la vitesse de phase V selon la direction définie par le vecteur unitaire \vec{n} de coordonnées (n_i, n_j, n_k) . Les composantes du déplacement particulière sont donc de la forme :

$$u_i = U_i F \left(t - \frac{n_j x_j}{V} \right), \quad i,j=1,2,3 \quad (1-10)$$

U_i :fonction indépendante du temps, elle définit la direction de déplacement.

F : fonction qui définit la phase.

En substituant la relation (1-10) dans l'équation de propagation (1-9), on obtient l'équation dite de Christoffel :

$$\rho V^2 u_i = C_{ijkl} n_j n_k \quad i,j,k,l = 1,2,3 \quad (1-11)$$

En régime d'ondes planes, les solutions de l'équation de propagation ont donc pour vitesse de phase les valeurs propres du tenseur de Christoffel [16]

$\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$. Dans le cas le plus général d'un matériau triclinique, avec une

propagation suivant un vecteur directeur \vec{n} quelconque, il y aura coexistence de trois ondes planes polarisées orthogonalement deux à deux. Une onde quasi-longitudinale (celle dont la direction de polarisation est la plus proche de la direction de propagation) et deux ondes quasi-transversales. Les trois valeurs des vitesses de phase, en général distinctes, sont les racines de l'équation :

$$\left| \Gamma_{il} - \rho V^2 \delta_{il} \right| = 0 \quad \delta_{il} \Big|_{i=1} = 1, \quad \delta_{il} \Big|_{i \neq 1} = 0 \quad (1-12)$$

Où δ est le symbole de Kronecker.

I.2.4. Ondes guidées : courbes de dispersion

Dés lors que le milieu de propagation des ondes élastiques n'est pas illimité, les solutions de l'équation du mouvement doivent aussi satisfaire des conditions aux limites mécaniques et électriques. La première approche théorique des ondes se propageant sur la surface libre d'un solide élastique semi-fini fut exposée par Rayleigh en 1885. Dans le cas d'un solide homogène isotrope, l'onde de surface, aussi appelée onde de Rayleigh [17], est polarisée elliptiquement dans le plan sagittal (plan perpendiculaire au vecteur d'onde) et son amplitude s'atténue sur quelques longueurs d'ondes dans la profondeur du milieu.

Si l'on considère un milieu d'épaisseur finie (cas d'une plaque dans le vide), deux ondes de surface peuvent se propager sans interagir sur chacune des interfaces libres, tant que l'épaisseur de la plaque est grande devant la longueur d'onde λ . Lorsque l'épaisseur de la plaque est du même ordre de grandeur que λ , Lamb [18] mit en évidence en 1917 les ondes résultant du couplage des différentes ondes partielles aux interfaces solide /vide dans un matériau homogène isotrope. Ces ondes de plaque, dites ondes de Lamb, sont dispersives (la vitesse dépend de la fréquence) et ont la particularité de mettre en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Il existe

deux types de modes guidés distincts : les modes symétriques et les modes anti-symétriques.

Les ondes de plaque s'établissent donc comme la superposition d'une série discrète de modes guidés. Le guide d'onde confère leur caractère dispersif aux modes de Lamb.

L'étude de la propagation des ondes de Lamb demande le calcul des courbes de dispersion, qui représentent les profils des vitesses de phase en fonction du produit fréquence-épaisseur (voir plus loin, pp.22, 24)

I.3.ONDES DE LAMB DANS LES MATERIAUX HOMOGENES ISOTROPES

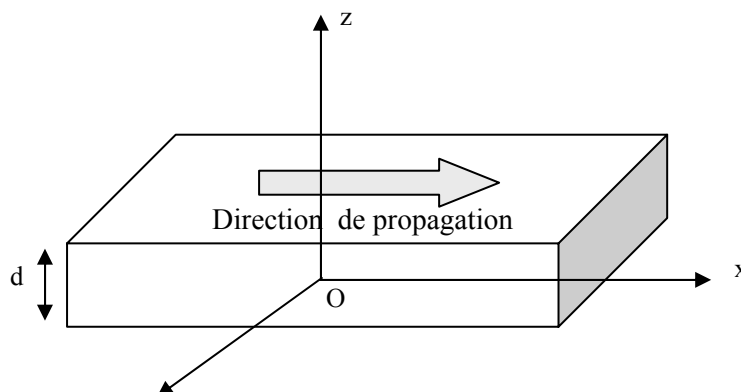
I.3.1. courbes de dispersion

Pour le calcul des courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque mince de matériau homogène isotrope, Viktorov [3] décompose le champ acoustique de déplacement à l'intérieur du milieu de propagation comme la somme du gradient d'un potentiel scalaire Φ et du rotationnel d'un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$.

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{\nabla} \wedge \vec{\Psi}.$$

Nous reprenons cette méthode dite des potentiels pour l'étude des modes guidés dans une plaque d'un matériau homogène et isotrope.

La plaque étudiée est infiniment étendue dans les directions \vec{Ox} et \vec{Oy} , et d'épaisseur finie d suivant \vec{Oz} (figure I-1). On considérera la propagation d'une onde plane non-uniforme suivant la direction \vec{Ox} .



y

Figure I-1 : plaque homogène isotrope : axes de référence

Les potentiels sont invariants par translation dans la direction \vec{Oy} , donc toutes les grandeurs physiques ont des dérivées partielles nulles par rapport à la variable y. Les potentiels scalaires et vecteurs ont donc les formes suivantes :

$$\Phi = \varphi(z) e^{i(kx - \omega t)} \quad (1-13)$$

$$\vec{\Psi} = \vec{\psi}(z) e^{i(kx - \omega t)}$$

Par la suite, on omettra le terme de phase $e^{i(kx - \omega t)}$ pour ne s'intéresser qu'aux variations des amplitudes φ, ψ_x, ψ_y , et ψ_z des potentiels représentatifs du déplacement particulier. Pour l'onde se propageant avec un nombre d'onde k à la pulsation ω , les composantes du déplacement sont donc :

$$\begin{aligned} u_x &= ik\varphi - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \\ u_z &= ik\psi_y + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ u_y &= -ik\psi_z + \frac{\partial \psi_x}{\partial z} \end{aligned} \quad (1-14)$$

On remarque que les deux premières équations de (1-14) sont couplées et ne dépendent que des potentiels scalaires φ et ψ_y . Elles décrivent l'onde de Lamb qui ne possède que des composantes u_x et u_z non nulles (elle est polarisée dans le plan sagittal). La troisième équation est indépendante et décrit l'onde transversale polarisée

→

suivant Oy c'est-à-dire, horizontalement. On l'appelle onde TH et dans ce cas il y a découplage de sa vibration et de celle de l'onde de Lamb.

On s'intéresse désormais uniquement à l'onde de Lamb. En substituant l'écriture (1-14) du déplacement \vec{u} dans l'équation de propagation (1-9), on obtient les équations suivantes :

$$C_{11} \nabla^2 \phi - \rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 , \quad (1-15)$$

$$C_{55} \nabla^2 \Psi_y - \rho \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial t^2} = 0 .$$

On appelle $k_L = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_{11}}} = \frac{\omega}{V_L}$ et $k_T = \omega \sqrt{\frac{\rho}{C_{55}}} = \frac{\omega}{V_T}$ les nombres

d'ondes des ondes planes longitudinales et transversales qui se propagent dans le milieu, respectivement, avec les vitesses de phase V_L et V_T .

En posant $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$, les équations (1-15) se simplifient sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + p^2 \phi = 0 , \quad (1-16)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial z^2} + q^2 \Psi_y = 0 .$$

Les potentiels solutions de ces équations de propagation doivent satisfaire les conditions aux limites d'annulation des contraintes normales et tangentielles sur les surfaces libres :

$$T_{zz}(z = \pm \frac{d}{2}) = T_{xz}(z = \pm \frac{d}{2}) = 0 \quad (1-17)$$

Sous ces conditions, on obtient les solutions suivantes :

$$\varphi = B \cos(pz + \xi), \quad (1-18)$$

$$\psi_y = A \sin(qz + \xi).$$

Avec $\xi = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$

Les valeurs du paramètre ξ sont imposées par les conditions aux limites. Pour une valeur de ξ donnée, les parités des potentiels Φ et Ψ_y en fonction de z sont opposées. De plus, pour chacune des valeurs de ξ , la substitution des expressions (1-18) dans les équations aux limites (1-17) donne un système linéaire de deux équations aux inconnues A et B . Ce système admet des solutions non identiquement nulles si et seulement si son déterminant s'annule, ce qui conduit à l'équation de dispersion de l'onde de Lamb :

$$(k^2 - q^2)^2 \tan(q \frac{d}{2} + \xi) + 4k^2 pq \tan(p \frac{d}{2} + \xi) = 0 \quad (1-19)$$

On peut aisément vérifier que dans le cas où ξ est nul, la composante u_x , respectivement u_z , du déplacement est une fonction paire, respectivement impaire, de z . Il s'agit donc d'un mode symétrique ou encore mode de compression (figure I-2a). Au contraire, dans le cas où ξ vaut $\frac{\pi}{2}$, $u_x(z)$ est impaire alors que $u_z(z)$ est paire. Il s'agit d'un mode antisymétrique encore appelé mode de flexion (figure I-2b).

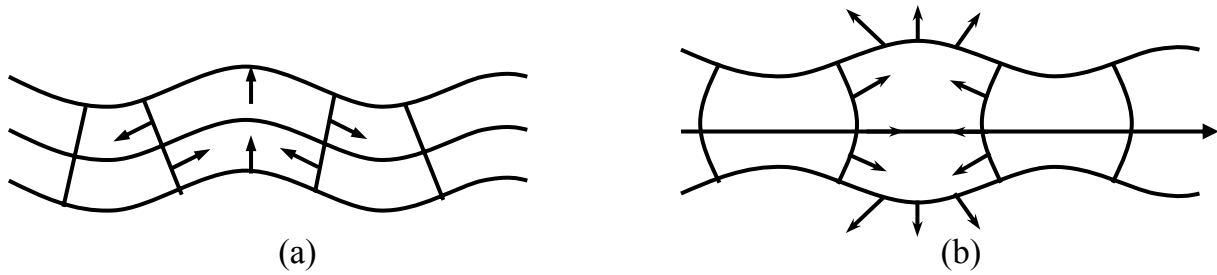


Figure I-2 : Mode de Lamb symétrique (ou de compression) (a) et antisymétrique (ou de flexion) (b) dans un matériau homogène isotrope

En récrivant l'équation (1-19) pour chacune des valeurs de ξ , on obtient donc les équations de dispersion des modes symétrique ($\xi = 0$) et antisymétrique ($\xi = \frac{\pi}{2}$) :

$$(k^2 - q^2)^2 \tan\left(q \frac{d}{2}\right) + 4k^2 p q \tan\left(p \frac{d}{2}\right) = 0 \quad (\text{Symétriques}) \quad (1-20)$$

$$(k^2 - q^2)^2 \cotan\left(q \frac{d}{2}\right) + 4k^2 p q \cotan\left(p \frac{d}{2}\right) = 0 \quad (\text{Antisymétriques})$$

La dispersion est une propriété traduite par l'évolution de la vitesse de phase ou de groupe en fonction du produit fréquence-épaisseur, si la vitesse de groupe est constante avec le produit fréquence-épaisseur, l'onde est dite non dispersive en amplitude, le paquet d'onde se propage alors sans déformation temporelle dans la plaque. Au contraire lorsque l'onde est dispersive, le paquet d'onde se propage en s'étalant temporellement.

I.3.1.1. Vitesse de phase :

La vitesse de phase est donnée par : $V = \omega / k$

Elle correspond à la vitesse de propagation des fronts d'ondes de fréquence donnée, à l'intérieur d'un paquet d'ondes.

La résolution numérique des équations caractéristiques (1-20) nous permet de tracer l'évolution de la vitesse de phase en fonction du produit fréquence - épaisseur.

Nous avons tracé, les courbes de dispersion des vitesses de phase, des premiers modes de Lamb dans une plaque de verre ayant pour caractéristiques: $V_L = 5960$ m/s et $V_T = 3200$ m/s.

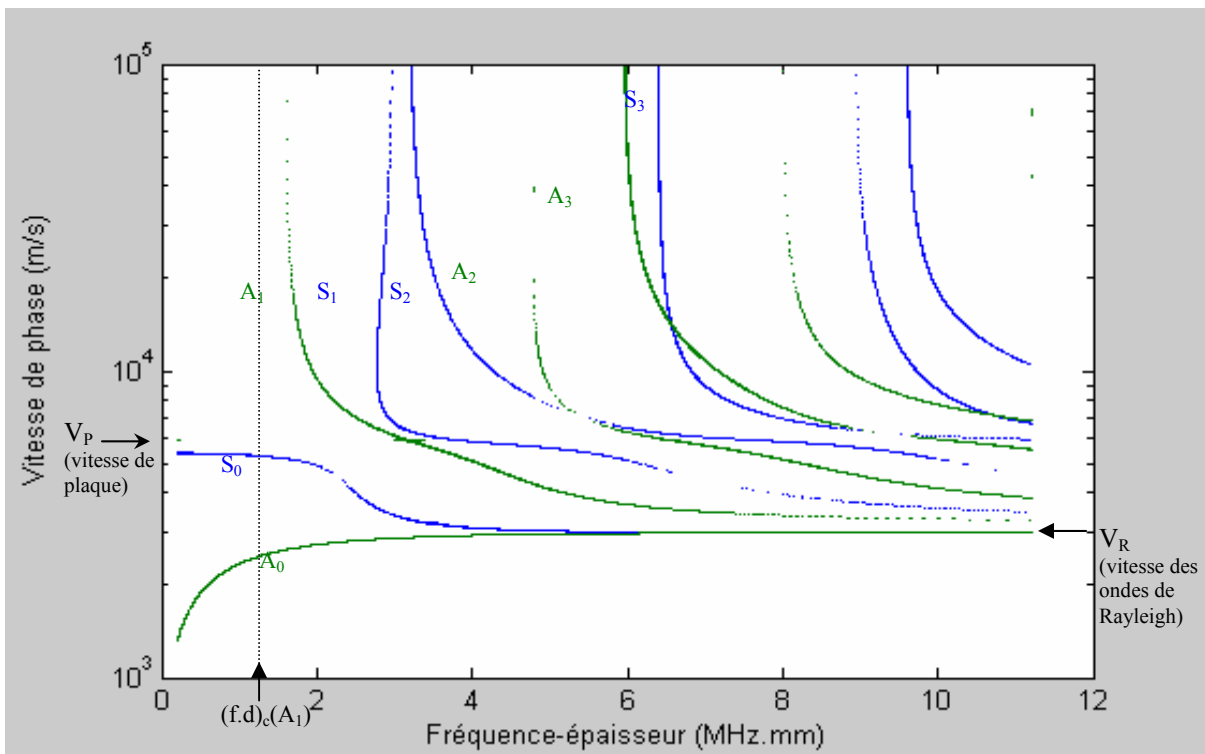


Figure I-3 : vitesse de phase des modes de Lamb dans une plaque de verre, modes symétriques (—) et modes antisymétriques (—).

Il est important de noter que certains modes n'apparaissent qu'à partir d'un certain produit $f.d$, appelée produit fréquence-épaisseur de coupure.

I.3.1.2. Vitesse de groupe :

La vitesse de groupe traduit la vitesse de propagation de l'énergie ou la vitesse de transport de l'énergie acoustique. Elle correspond aussi à la vitesse avec laquelle se propage le long de la plaque, un paquet d'ondes de pulsation centrale ω .

Elle est donnée par la relation :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad \text{où} \quad V_g = V - \lambda \frac{\partial V}{\partial \lambda}$$

λ , étant la longueur d'onde et V , la vitesse de phase.

Ecrivons V_g en fonction du produit $f.d$ ($f = V/\lambda$).

$$V_g = \frac{V^2}{V - (fd) \frac{\partial V}{\partial (fd)}} \quad (1-21)$$

Cette relation facilite le calcul direct de la vitesse de groupe ainsi que le tracé de la courbe représentant l'évolution de la vitesse de groupe en fonction du produit $f.d$.

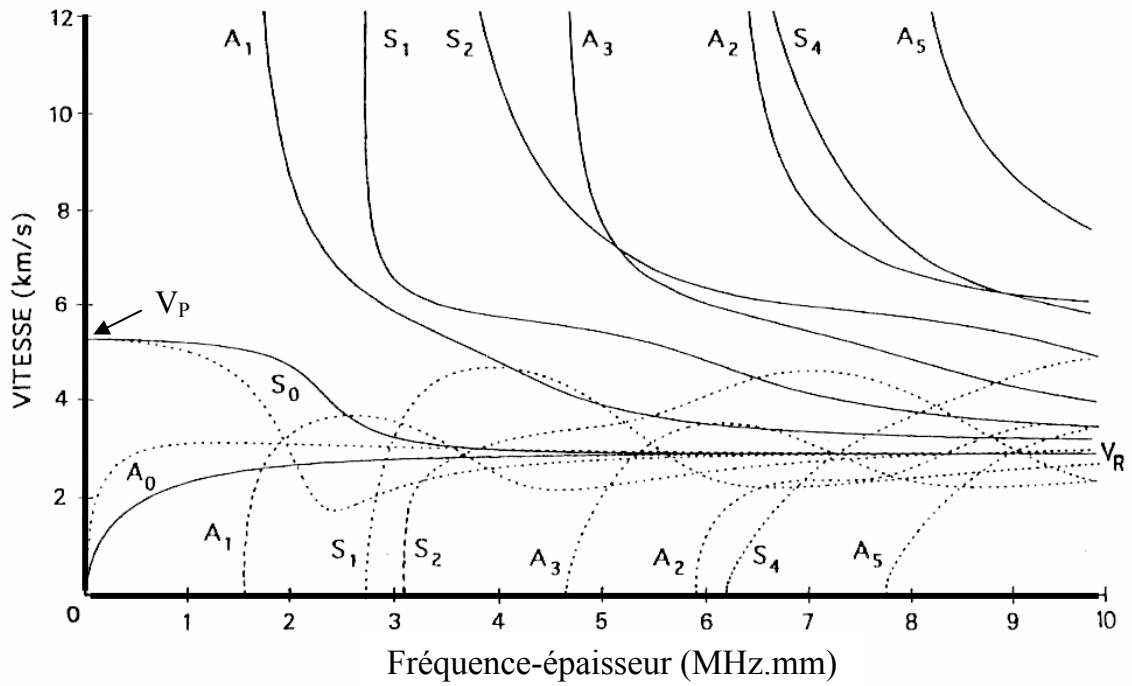


Figure I-4: Ondes de Lamb dans une plaque de verre, vitesse de phase (—) et de groupe (.....) en fonction du produit fréquence-épaisseur.

I.3.2. Modes d'ordre zéro

Les modes d'ordre zéro symétrique (S_0) et antisymétrique (A_0) sont les seuls modes propagatifs solutions des équations de dispersion (1-20) lorsque le produit fréquence - épaisseur $f.d$ tend vers 0 (figure I-5). Ces modes n'ont pas de fréquence de coupure : ils existent quelle que soit la fréquence de travail choisie. Si on effectue un développement limité au premier ordre de l'équation de dispersion (1-19) pour $\xi = 0$ (mode S_0), on obtient :

$$k_s^2 = \frac{1}{4} \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (1-22)$$

La vitesse de phase du mode S_0 , constante au voisinage de $f.d = 0$, prend la valeur V_P dite « vitesse de plaque » :

$$V_P = 2 V_T \sqrt{1 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2} = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho} - \frac{C_{13}^2/C_{11}}{\rho}} \quad (1-23)$$

Le mode S_0 présente donc un plateau non dispersif dans le domaine des faibles produits $f.d$ (figure I-3). De plus, le calcul des composantes du déplacement \vec{u} à l'aide des relations (1-14) et (1-18) montre que la composante longitudinale u_{xs} est très grande devant la composante transversale u_{zs} . Nous sommes en présence d'un mode presque purement longitudinal, mais se propageant avec une vitesse inférieure à $V_L = \sqrt{C_{11}/\rho}$, la vitesse du mode longitudinal en milieu illimité.

Pour $\xi = \frac{\pi}{2}$, le développement limité de l'équation (1-19) donne :

$$k_a^4 = \frac{3}{d^2} \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (1-24)$$

et la vitesse de phase V_a du mode A_0 est fonction du produit $f.d$:

$$(V_a)_{f.d \rightarrow 0} = \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{3}}} V_{PL} \sqrt{f.d} \quad (1-25)$$

La vitesse de groupe est proportionnelle à $k.d$:

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \cong \frac{V_{PL}}{\sqrt{3}} kd \quad . \quad (1-26)$$

La vitesse de phase V , pour le mode symétrique S_0 , est pratiquement une constante (V_p) dans le domaine des faibles produits fréquence-épaisseur. Le mode A_0 est dispersif et sa vitesse de phase dans ce même domaine est proportionnelle à la racine carrée de $f.d$. Quant aux composantes du déplacement, on montre que $(u_{za})_{fd \rightarrow 0} \gg (u_{xa})_{fd \rightarrow 0}$ d'où, on peut conclure que, la polarisation du mode A_0 est transverse verticale : c'est un mode de flexion.

A la limite asymptotique des grands produits $f.d$, les vitesses de phase des modes A_0 et S_0 convergent vers la vitesse des ondes de Rayleigh V_R , qui est légèrement inférieure à la vitesse transversale V_T .

I.3.3. Modes d'ordres supérieurs

I.3.3.1. Fréquences de coupure

Les conditions aux limites (1-17) sur les contraintes normale et tangentielle imposent l'apparition de fréquences de coupure f_c sur les modes d'ordres supérieurs (figure I-3).

Lorsque le produit $f.d$ d'un mode de Lamb atteint la valeur critique $f_c.d$, il y a établissement d'une onde stationnaire ($k_c = 0$) purement longitudinale ou purement transversale. En dessous de $f_c.d$, le nombre d'onde devient imaginaire pur et l'on est alors en présence d'un mode évanescent, qui ne se propage pas. On observe seulement un déplacement en phase de la plaque dont l'amplitude décroît exponentiellement des parois vers l'intérieur du solide.

Pour les modes symétriques, on détermine les fréquences de coupures suivantes :

$$S_{2n} : f_c = n \cdot V_T \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1-27)$$

$$S_{2n+1} : f_c = \left(\frac{2n+1}{2} \right) \cdot V_L \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Pour les modes antisymétriques, les fréquences de coupure sont données par :

$$A_{2n} : f_c d = n \cdot V_L \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1-28)$$

$$A_{2n+1} : f_c d = \left(\frac{2n+1}{2} \right) \cdot V_T \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Enfin, le nombre de mode symétriques (N_s) et antisymétriques (N_a) pouvant se propager au sein de la plaque pour un produit $f.d$ donné, s'obtient par les relations [19] :

$$N_s = 1 + \Re\left(\frac{f_d}{V_T}\right) + \Re\left(\frac{f_d}{V_L} + \frac{1}{2}\right) \quad (1-29)$$

et

$$N_a = 1 + \Re\left(\frac{f_d}{V_L}\right) + \Re\left(\frac{f_d}{V_T} + \frac{1}{2}\right)$$

Où l'opération \Re renvoie à l'entier le plus proche de l'opérande.

Les vitesses de phase des modes d'ordre supérieurs ou égal à 1, décroissent très rapidement, à partir des fréquences de coupure où les vitesses sont supposées infinies (figure I-3). Lorsque $f.d$ augmente, les vitesses des modes symétriques présentent un palier non dispersif autour de la vitesse longitudinale, avant de tendre tout comme les vitesses des modes antisymétriques vers la vitesse transversale. En fait, ces paliers correspondent au cas limite de la plaque de matériau fluide dans le vide, pour laquelle $V_T = 0$ et les courbes de dispersion des ondes de Lamb ont pour limite asymptotique la vitesse longitudinal V_L . [20]

I.3.3.2. Numérotation des modes

Dans les expressions des fréquences de coupure (1-27) et (1-28), l'indice pair ou impair qualifiant un mode de Lamb correspond au nombre de nœuds de déplacement présents dans l'épaisseur de la plaque à la fréquence de coupure du mode. Les séries géométriques des fréquence de coupure des modes pairs et impairs n'ayant pas les mêmes raisons, par exemple, sur la figure I-3, la fréquence de coupure du mode A_3 est inférieure à celle de A_2 , tout comme celle du mode S_4 est inférieure à celle de S_3 .

En réalité, l'apparition des modes d'ordre supérieur respecte l'ordre des entiers croissant en formant deux séries de modes alternativement symétriques et antisymétriques :

$$A_1, S_2, A_3, S_4, \text{ etc. de raison } \frac{V_T}{2} \text{ et } S_1, A_2, S_3, A_4, \text{ de raison } \frac{V_L}{2}.$$

I.4. Choix d'un mode :

Notre but est de disposer d'une onde facile à générer et susceptible soit de se réfléchir lorsqu'elle rencontre un obstacle, soit d'être absorbée par cet obstacle.

Les modes d'ordre supérieur, ne peuvent être retenus : au voisinage de la fréquence de coupure, ils sont très dispersifs. Aux fréquences plus élevées, ces ondes tendent vers les ondes de Rayleigh, ondes de surface très sensibles à l'environnement et aux perturbations extérieures. De plus, afin d'éviter la génération de plusieurs modes, pour une valeur du produit fréquence-épaisseur donnée, il est préférable de « travailler » à f.d inférieur à au premier produit fréquence-épaisseur de coupure du mode A_1 .

En conséquence, les modes retenus sont le mode de compression S_0 (symétrique) et le mode de flexion A_0 (antisymétrique). La figure I-5 représente les courbes de dispersion V_g (f.d) et V (f.d) des modes S_0 et A_0 .

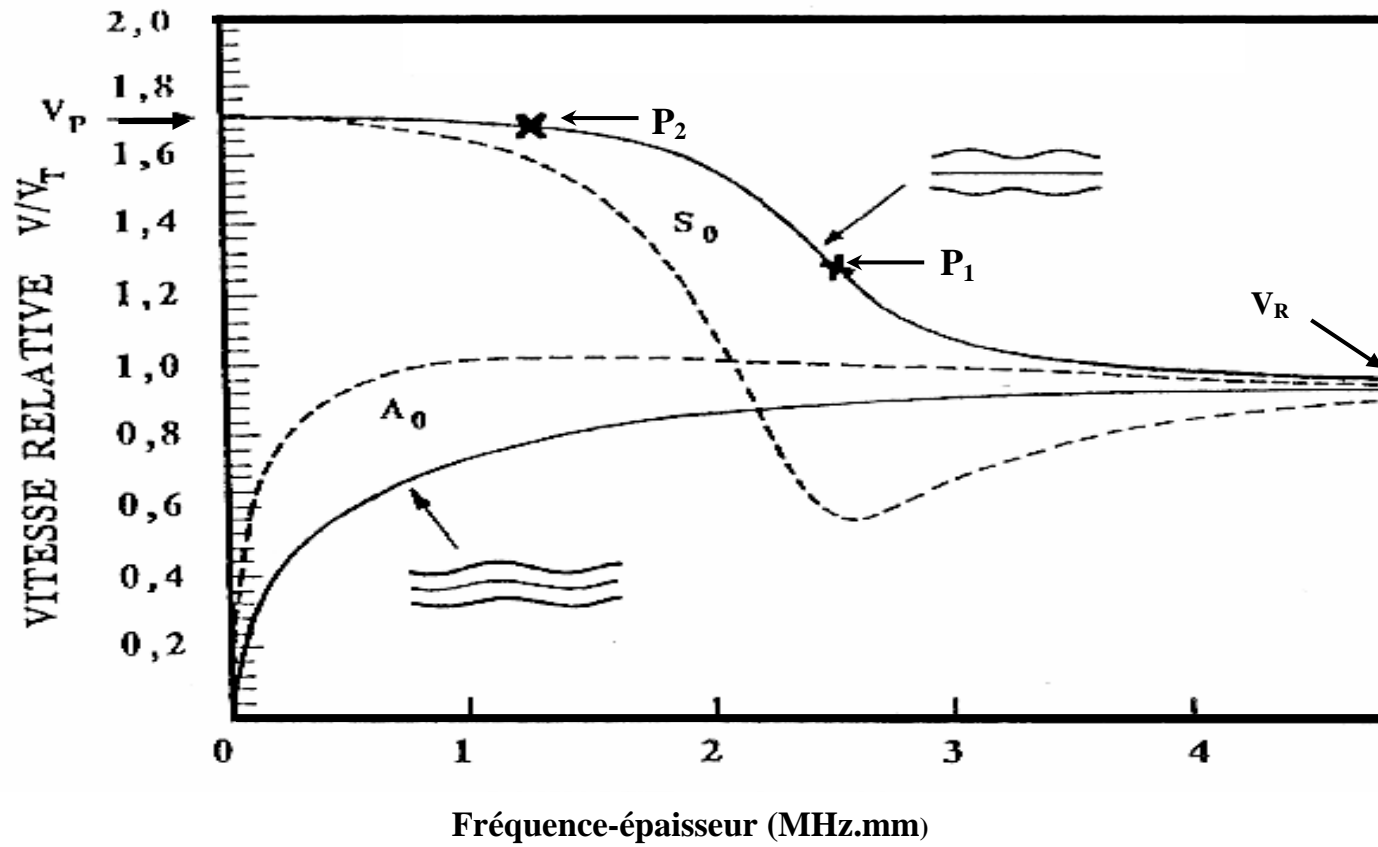


Figure I-5 : Mode de propagation dans une plaque de verre, vitesse de phase (—) et de groupe (-----) des modes symétriques S_0 et antisymétriques A_0 .

L'étude de ces courbes de dispersion, nous permet de constater que, le mode symétrique, S_0 , possède, sur sa courbe de dispersion de la vitesse de phase, un point singulier, d'inflexion : \mathbf{P}_1 , qui correspond au minimum de la vitesse de groupe. Si l'on se place, en ce point de fonctionnement, on s'attend à ce que la plaque présente un maximum de sensibilité à toute modification de sa surface. En effet, l'onde diffusera dans le milieu en contact avec le guide d'onde, d'autant plus facilement que cette vitesse de groupe sera faible.

En conséquence, si l'on veut un capteur sensible au toucher, il serait préférable de choisir un guide d'épaisseur donnée d , et d'exciter la plaque à une fréquence f , tel que $f.d = f.d (\mathbf{P}_1)$. Par contre, si l'on veut un capteur insensible au toucher, il nous faudrait choisir, plutôt, le point de fonctionnement \mathbf{P}_2 .

Chapitre II

Déplacements, Atténuation

II.1 Introduction :

Le capteur qui nous intéresse devra être très sensible au toucher. La nature du déplacement mécanique du guide d'onde, sur les frontières libres (+d/2 ; -d/2), est donc d'une grande importance. Par conséquent, il est nécessaire d'étudier, en fonction du produit f.d, le déplacement à la surface de la plaque. Ce déplacement mécanique est la somme vectorielle du déplacement longitudinal (suivant l'axe ox) et transversal (suivant l'axe oz).

II.2 Déplacements mécaniques à la surface de la plaque :

Dans ce qui suit, on étudie les déplacements u_x et u_z des deux premiers modes S_0 et A_0 pour différents produits fréquence-épaisseur. L'évolution de l'amplitude des déplacements à travers l'épaisseur d'une plaque est obtenue à partir des relations suivantes [3] :

$$(u_x)_s = Ak_s \left(\frac{ch(q_s z)}{sh(q_s d)} - \frac{2q_s p_s}{k_s^2 + p_s^2} \frac{ch(p_s z)}{sh(p_s d)} \right) e^{i(k_s x - \omega t - \frac{\pi}{2})} \dots\dots\dots(2.1)$$

$$(u_z)_s = -Aq_s \left(\frac{sh(q_s z)}{sh(q_s d)} - \frac{2k_s^2}{k_s^2 + p_s^2} \frac{sh(p_s z)}{sh(p_s d)} \right) e^{i(k_s x - \omega t)}$$

$$(u_x)_a = -Bk_a \left(\frac{Sh(q_a z)}{Ch(q_a d)} - \frac{2q_a p_a}{k_a^2 + p_a^2} \frac{Sh(p_a z)}{Ch(p_a d)} \right) e^{i(k_a x - \omega t - \frac{\pi}{2})} \dots\dots\dots(2.2)$$

$$(u_z)_a = -Bq_a \left(\frac{ch(q_a z)}{ch(q_a d)} - \frac{2k_a^2}{k_a^2 + p_a^2} \frac{sh(p_a z)}{ch(p_a d)} \right) e^{i(k_a x - \omega t)}$$

Où A et B étant des constantes déterminées par les conditions initiales.

Les graphes (dans les figures II.1, II.2 et II.3) ci-dessous, donnent l'allure des modules normalisés des déplacements transversaux et longitudinaux, pour les modes

symétrique S_0 et antisymétrique A_0 : $\frac{|u_x|_{S_0}}{A}$, $\frac{|u_z|_{S_0}}{A}$ et $\frac{|u_x|_{A_0}}{B}$, $\frac{|u_z|_{A_0}}{B}$.

II.2.1 Mode S_0 :

Aux faibles valeurs du produit f.d, le mode S_0 possède des déplacements dont les composantes principales sont longitudinales. Lorsque le produit fréquence-épaisseur augmente, les composantes normales des déplacements prennent de l'importance et le mode perd sa prédominance longitudinale. Au produit f.d égal à 2.24 MHz.mm, la courbe culmine ; ce point représente le maximum du déplacement transversal; cette valeur correspond au point d'inflexion de la courbe représentant la vitesse de phase et au minimum de la vitesse de groupe (voir figure I.5). Après cette valeur, la courbe décroît rapidement avec fd ; ceci montre que les composantes normales des déplacements prennent de ; moins en moins d'importance et le mode perd sa prédominance transversale.

II.2.1 Mode A_0 :

Pour le mode antisymétrique, les différentes évolutions du rapport (u_z/u_x), en fonction du produit fréquence-épaisseur nous renseignent sur l'état de la surface, lorsque l'onde la parcourt: le déplacement transversal est prédominant quel que soit le produit f.d. aux bas produits f.d, le déplacement devient franchement transversal. Ces résultats, confirment, en fait, le mouvement de flexion de ce mode.

Mode S_0 :

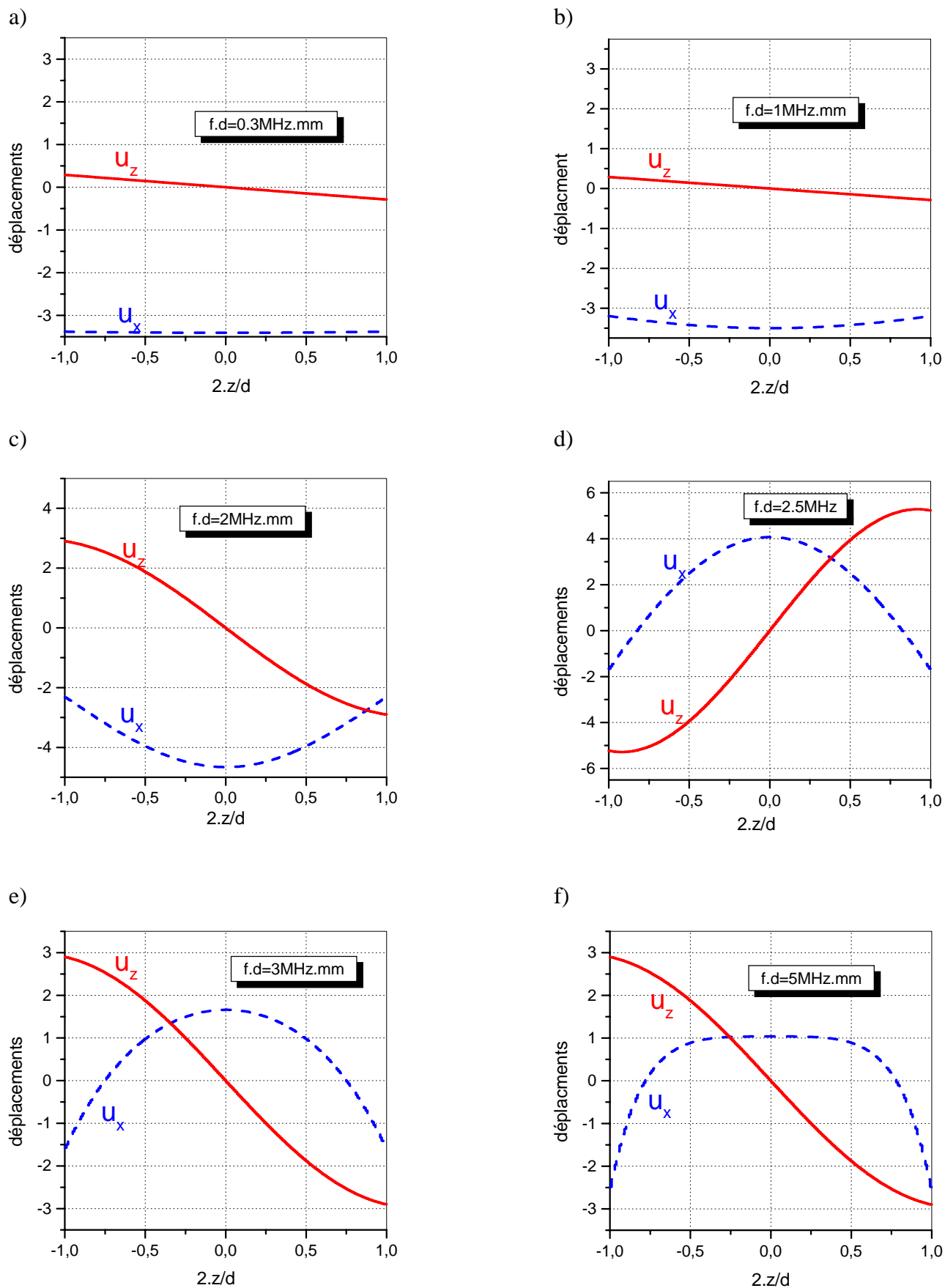


Figure II.1 (a, b, c, d, e, f) : Evolution, des déplacements u_x et u_z , du mode symétrique S_0 , en fonction de $2z/d$, et du produit $f \cdot d$.

Mode A_0 :

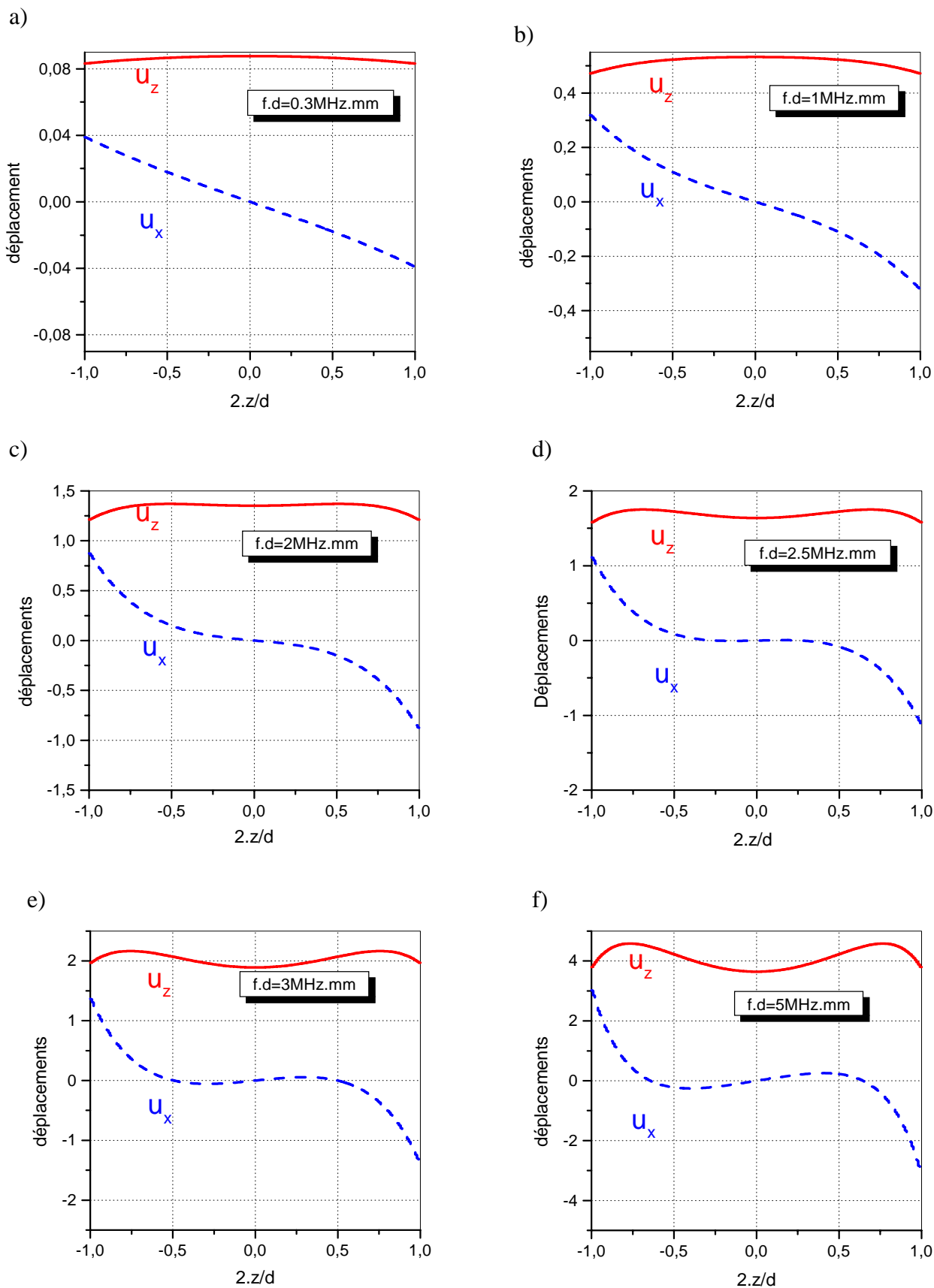


Figure II.2 (a, b, c, d, e, f) : Evolution, des déplacements u_x et u_z , du mode antisymétrique A_0 , en fonction de $2z/d$, et du produit $f.d$ fixé

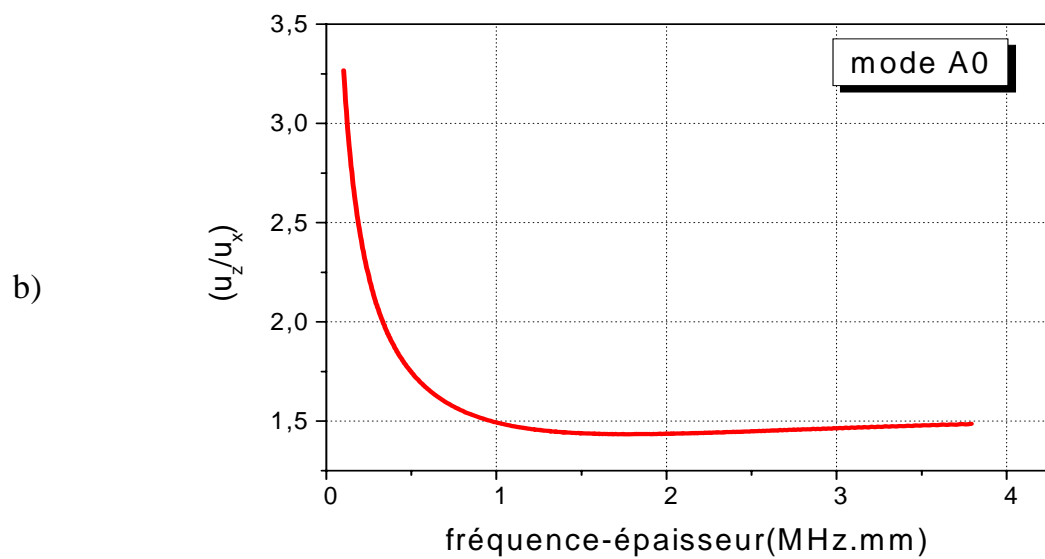
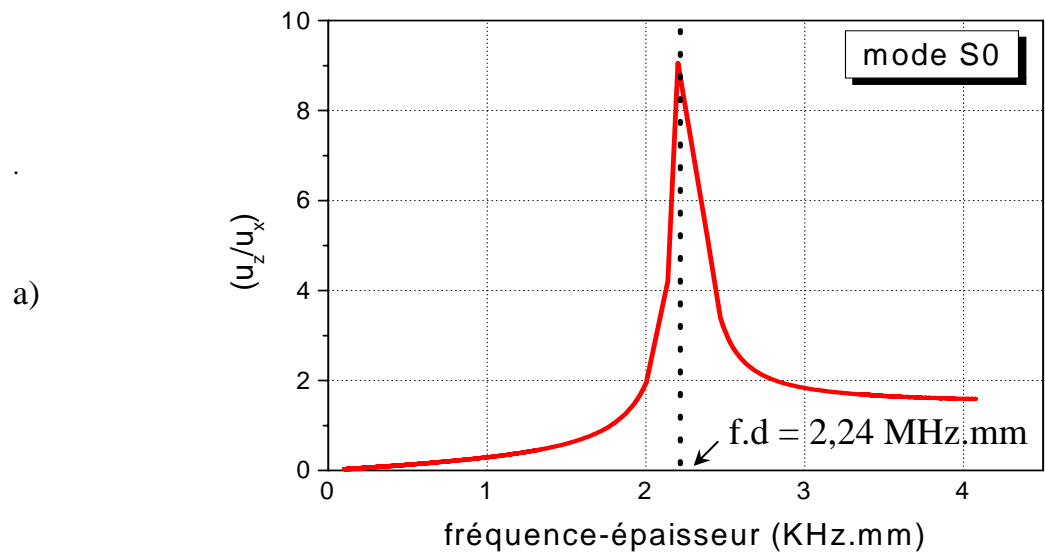


Figure II.3 (a, b) : Evolution, avec le produit fréquence-épaisseur, des rapports des déplacements u_z/u_x à la frontière $z = d/2$.

Notre capteur doit être plus ou moins sensible au contact ; cette sensibilité ne dépend pas uniquement du déplacement transversal, mais, également, de la nature du milieu mis en contact avec le guide. En conséquence, l'étude de l'atténuation en présence d'un liquide (dont l'impédance est proche de celle d'une main) est nécessaire.

Dans le cas où la surface est en contact avec un liquide, les ondes sont atténuées. Etablissons l'expression du coefficient d'atténuation lorsque le liquide est non visqueux (absence d'ondes transversales).

II.3 Atténuation en présence d'un liquide :

II.3.1 Introduction :

Plusieurs études ont traités l'atténuation des ondes élastiques dans une plaque immergée ou semi-immersée dans un liquide [21, 22, 23]. Les résultats de ces recherches montrent qu'une partie de l'énergie transportée par l'onde est diffusée dans le liquide, provoquant une atténuation qui dépend fortement de la fréquence et de la vitesse de groupe.

Lorsque l'onde de Lamb se propage dans une plaque dont l'une des faces est en contact avec un liquide, sa vitesse de propagation et son amplitude sont modifiées sous l'effet de la charge du liquide ; donc en fonction de sa densité [24]. Toute onde qui se propage dans la plaque avec une vitesse de phase V supérieure à V_L (vitesse de l'onde dans le liquide) rayonne de l'énergie dans le liquide [25] (figure II.4) sous forme d'une onde plane suivant la direction définie par l'angle ξ donné par [6] : $\sin \xi = V_L/V$

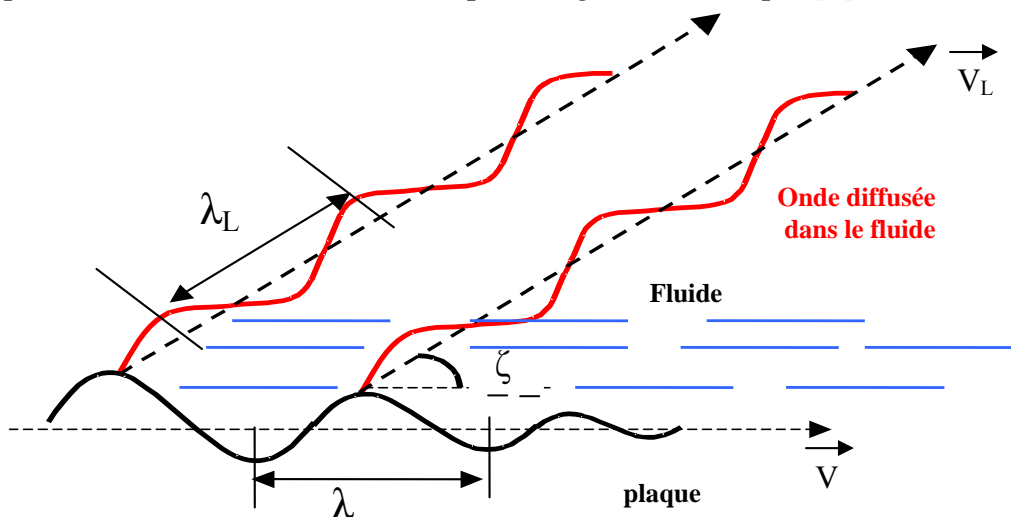


Figure II.4 : Illustration du phénomène de diffusion, lorsque la plaque est mise en contact avec un liquide.

Lorsque la plaque est libre (absence d'un liquide), le phénomène d'atténuation de l'onde existe, cette atténuation est due principalement à la diffusion provoquée par l'inhomogénéité ou l'anisotropie du milieu. Dans notre cas on s'intéresse à l'atténuation due à la présence d'un liquide.

II.3.2 Calcul de coefficient d'atténuation en présence d'un liquide:

L'atténuation se traduit par la diminution de la pression acoustique, de façon exponentielle, en fonction du trajet parcouru par l'onde [26] :

$$p(x) = p_0 e^{-\alpha x} \quad (2-3)$$

p_0 est la pression initiale ; $p(x)$ représente la pression après un parcours x ; α est le coefficient d'atténuation.

Soit, une onde guidée par une plaque dont une des extrémités est mise en contact avec un liquide. (Fig. II.5)

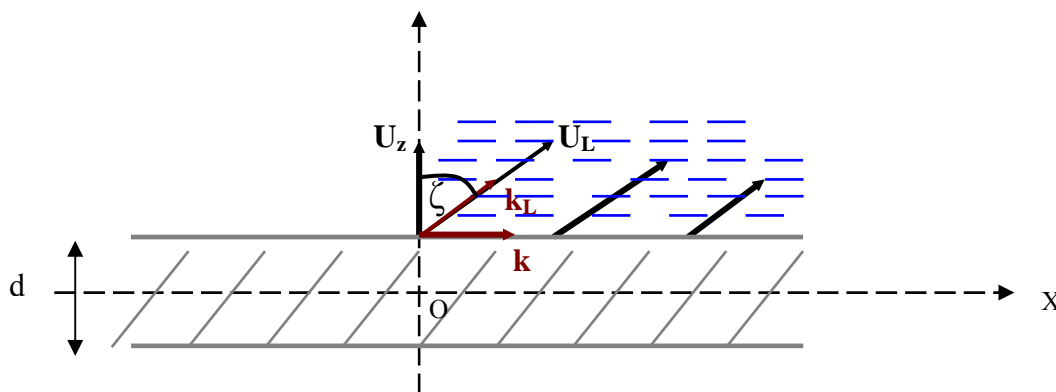


Figure II.5 : Diffusion, en présence d'un liquide

Après un parcours de longueur x_1 , l'amplitude de l'onde dans la plaque est multipliée par le facteur $e^{-\alpha x_1}$, la puissance moyenne p transportée par l'onde dans la

plaque varie donc comme $e^{-2\alpha x_1}$, α étant le coefficient d'atténuation. En désignant

par $P_L = -\frac{dp}{dx_1}$ la puissance moyenne rayonnée dans le liquide par unité de

longueur, on obtient, $\alpha = \frac{P_L}{2p}$ d'où, le coefficient d'atténuation pour un parcours

d'une longueur d'onde : $\gamma = \alpha\lambda = \frac{\pi}{k} \cdot \frac{P_L}{p}$ (2-4)

La puissance moyenne P_L , est égale au flux du vecteur de Poynting acoustique à travers l'interface $x_2 = d/2$: $p_L = -T_{ij}\dot{u}_j$

A l'interface solide-liquide, seule la contrainte normale T_{22} est différente de zéro. Elle est égale et opposée à la surpression $\delta p = Z_L \dot{u}_L$, due à la présence du liquide ; $Z_L = \rho_L v_L$ est l'impédance acoustique du liquide, ρ_L étant la masse volumique du liquide, $u_L = \frac{u_2(d/2)}{\cos \zeta}$ est le déplacement longitudinal dans le liquide.

En régime harmonique, il vient pour un faisceau de largeur w :

$$p_L = \frac{w}{2} \operatorname{Re}[-T_{22}(d/2) \cdot \dot{u}_2^*(d/2)] = \frac{w}{2} \frac{Z_L |\dot{u}_2(d/2)|^2}{\cos \zeta} \quad (2-5)$$

La puissance moyenne P transportée par l'onde est donnée par :

$$p = v_g \int_s \frac{1}{2} \rho_s |\dot{u}_1|^2 dx_2 dx_3 \quad \text{ou} \quad p = \frac{w}{2} \rho_s v_g \omega^2 \int_{-d/2}^{+d/2} [|u_1(x_2)|^2 + |u_2(x_2)|^2] dx_2 \quad (2-6)$$

La puissance moyenne P , transportée par l'onde, s'exprime en fonction de la vitesse de groupe (vitesse d'énergie) V_g et des composantes $u_1(x_2)$ et $u_2(x_2)$ du déplacement mécanique dans la plaque (de masse volumique ρ_s) :

$$\text{donc : } \gamma = \frac{\pi P_L}{k P} = \frac{\pi \frac{w}{2} z_L |\dot{u}_2(d/2)|^2}{k \frac{w}{2} \rho_S v_g \omega^2 \int_{-d/2}^{+d/2} [|u_1(x_2)|^2 + |u_2(x_2)|^2] dx_2} \quad (2-7)$$

$$\gamma = \frac{\pi \rho_L v_L}{\rho_S v_g \cos \zeta} \frac{|u_2(d/2)|^2}{k \int_{-d/2}^{+d/2} (|u_1|^2 + |u_2|^2) dx_2} = \frac{\pi \rho_L v_L}{\rho_S v_g \cos \zeta} |U_2(d/2)|^2 \quad [6] \quad (2.8)$$

Cette formule est indépendante des modes de propagation dans la plaque, c'est à dire qu'elle est valable quel que soit le mode de propagation. Elle montre que, l'atténuation, pour un parcours d'une longueur d'onde, est proportionnelle au carré du déplacement normalisé à l'interface solide-liquide et à l'inverse de la vitesse de groupe.

La variation du déplacement normalisé et du coefficient d'atténuation, pour une plaque de verre vibrant en compression (mode S_0) est représentée sur la figure ci-dessous :

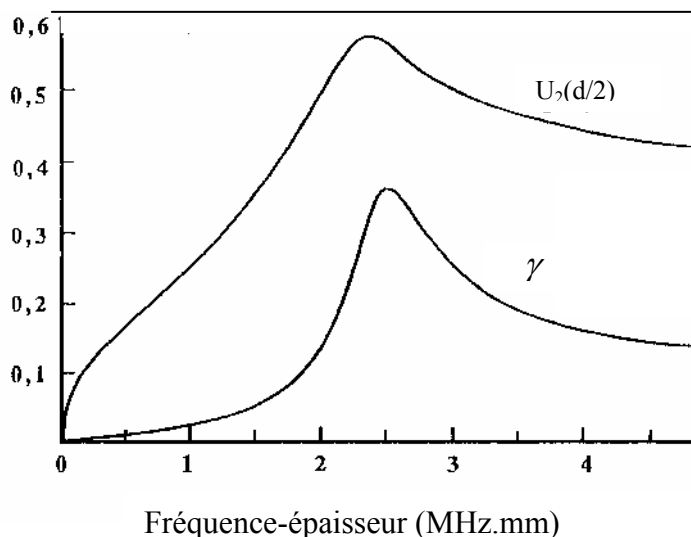


Figure II.6 : Déplacement normalisé $|U_2(d/2)|$ et coefficient d'atténuation pour une longueur d'onde γ , en présence d'eau sur la plaque de verre en fonction du produit $f.d$

On remarque, en étudiant ces tracés, que l'atténuation, suit évidemment, l'allure du déplacement normalisé, mais qu'en outre, elle présente une évolution en cloche qui montre que pour des valeurs du produit $f.d$ de l'ordre de 2,5 MHz.mm, elle est maximale. A droite ou à gauche de ce produit $f.d$, l'atténuation diminue rapidement. En conséquence, l'onde, rencontrant le fluide, ici l'eau, diffusera beaucoup plus (s'atténuera beaucoup plus), si le produit $f.d$ est de l'ordre de 2,5 MHz.mm que s'il a une autre valeur.

Le maximum de l'atténuation est atteint pour un produit $f.d$ de l'ordre de 2,5 MHz.mm ; cette valeur correspond au minimum de la vitesse de groupe pour le mode symétrique S_0 .

II.3.3 Discussion :

Dans le cas où nous souhaitons disposer d'un capteur très sensible au contact, il est préférable de générer, sur la plaque, le mode de compression S_0 . En effet, si nous voulons exploiter le mode S_0 , fixons le produit $f.d$ à environ 2,5 MHz.mm (point P_1): si la plaque est mouillée, ou touchée par un doigt (ce qui est équivalent, du point de vue de l'impédance acoustique, à de l'eau), l'onde guidée par la plaque, à l'arrivée sur l'obstacle sera fortement atténuée et l'écho réfléchi par cet obstacle sera très atténué ; ce phénomène est exploitable électroniquement. Dans le cas inverse, si nous voulons un capteur qui, au toucher, renvoie un écho (faible atténuation) conséquent, donc exploitable aussi électroniquement, il faut fixer le produit $f.d$ en dehors de la bande centrée sur 2,5 MHz.mm (point P_2) ou, générer le mode de flexion A_0 pour un produit $f.d$ assez bas (inférieur à 0.3 MHz.mm, au point P_3 , par exemple). En effet, les vitesses de phase dans ce domaine sont inférieures à la vitesse de l'onde dans le liquide ; donc, l'énergie ne diffusera pas, et un écho important reviendra vers le récepteur.

II.3.4 Points de fonctionnement :

Trois points, qui nous semblent fondamentaux, ont été désignés, sur les courbes de dispersion des modes S_0 et A_0 (fig. II.7). Le premier, (P_1), se trouve sur le point d'inflexion de la courbe de dispersion du mode symétrique S_0 , le deuxième point (P_2) se trouve sur la plage non dispersive (bas produits fréquence-épaisseur) du mode S_0 ; le troisième point P_3 se trouve sur la courbe de dispersion du mode A_0 ; sa vitesse de phase est inférieure à la vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans l'eau (1500 m/s).

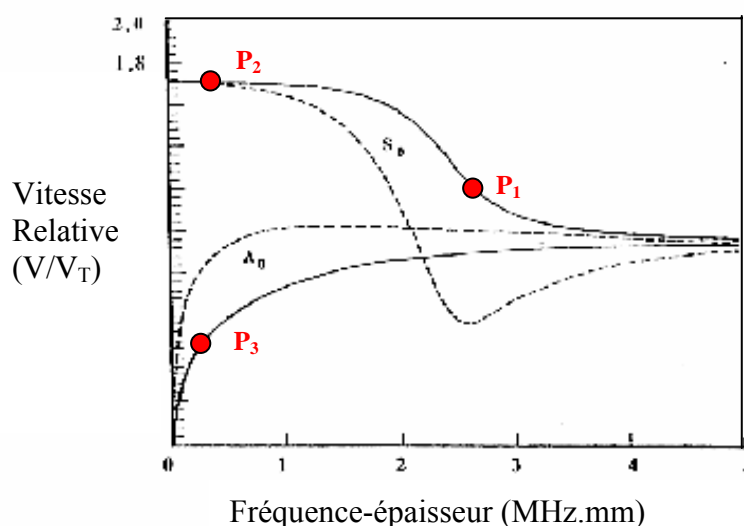


Figure II-7 : Points remarquables sur les courbes S_0 et A_0

Au point P_1 le coefficient d'atténuation est maximal, ce qui n'est pas le cas pour le point P_2 ou le coefficient d'atténuation est relativement faible (fig. II.8). Le point P_3 est, quant à lui, caractérisé, par une vitesse de phase basse, inférieure à la vitesse des ondes longitudinales dans le liquide, cette caractéristique nous laisse penser qu'en ce point de fonctionnement, la plaque sera insensible (réflexion totale) au contact du liquide ou d'un doigt.

Chapitre III
Génération et détection
des ondes de LAMB

III-1 Méthodes de génération et de détection des ondes de Lamb :

Il existe plusieurs manières plus ou moins faciles à mettre en œuvre pour générer et détecter des ondes de Lamb. Une de ces méthodes consiste à créer une déformation sur un guide éventuel en utilisant un Laser ; c'est la génération par effet thermoélastique [27,28 ,29] ; l'onde générée, peut être détectée, par Laser ou par effet piézoélectrique direct. Cette méthode, élégante, reste néanmoins coûteuse et difficile à mettre en œuvre; en outre, il est très difficile de miniaturiser, ce genre de procédé.

La méthode la plus courante, pour ses qualités : manipulation facile, transducteur pouvant s'adapter au guide d'ondes, coût réduit, etc., reste la méthode de génération et de détection, par effet piézoélectrique direct et inverse [30, 31, 32].

Avant de décrire, certaines des méthodes utilisées pour générer des ondes de Lamb, par effet piézoélectrique, rappelons ce qu'est la piézoélectricité :

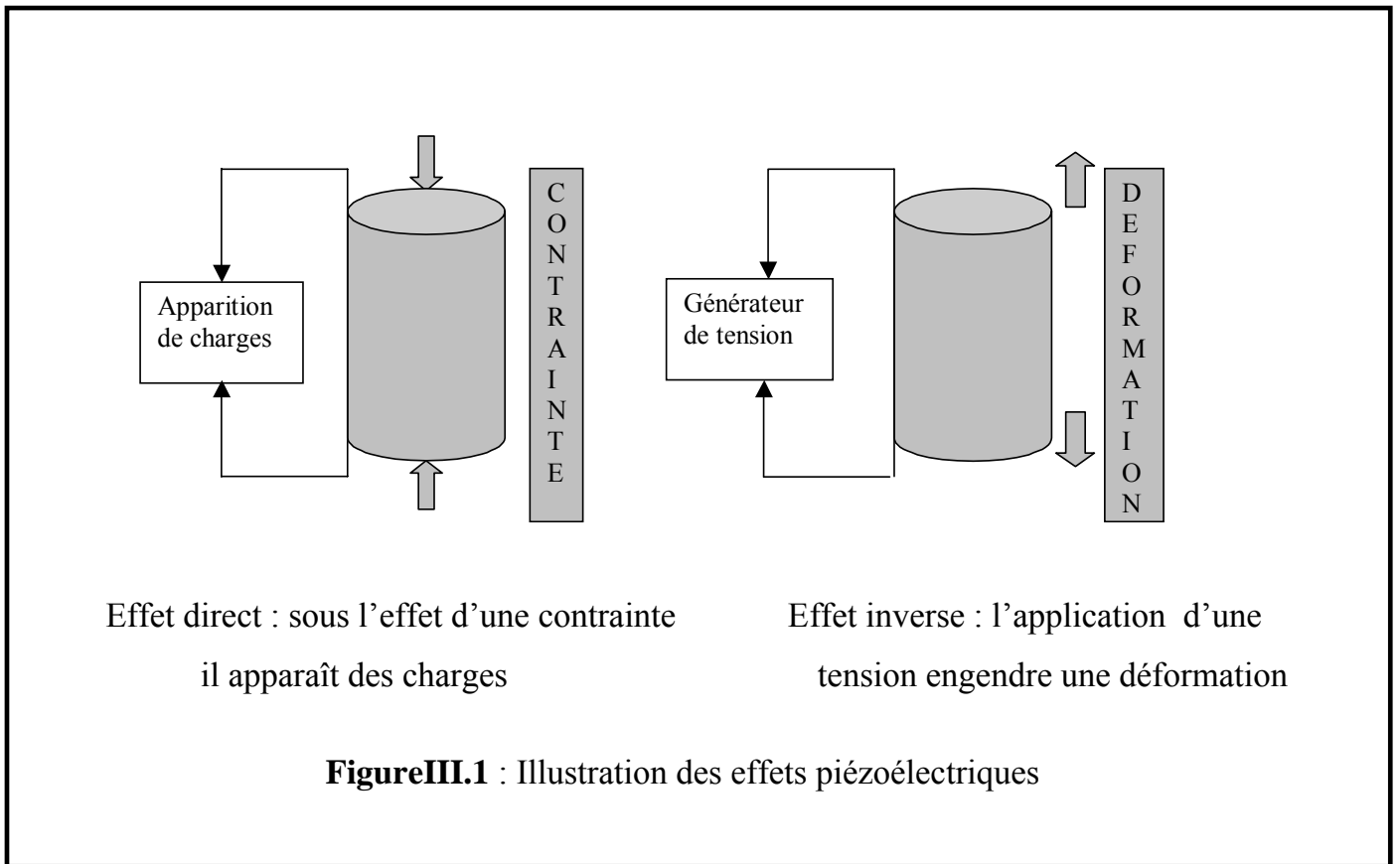
III.1.1 La piézo-électricité :

II.1.1 .1Définition :

La piézo-électricité [33] est un phénomène propre à certains types de cristaux (le quartz étant, le plus connu) ou de céramiques anisotropes. Il apparaît à la surface de ces corps quand on les soumet à des pressions, des charges électriques (effet direct). Inversement, l'application d'une tension électrique sur ces mêmes surfaces donne lieu à une modification des dimensions des cristaux (effet inverse). Il y a là, un moyen de transformer un signal électrique en une déformation mécanique et réciproquement.

L'importance du phénomène de la piézoélectricité est due à ses applications, nombreuses et très courantes (montre à quartz, générateur à ultrasons, allume gaz, etc.). Ce phénomène, s'observe uniquement dans des matériaux non conducteurs.

Le déplacement des charges, se fait dans une direction privilégiée sous les efforts de traction ou de compression dans la structure cristalline de la céramique, (Figure III.1).



III.1.1.2 Coefficient de couplage :

Dynamiquement, le coefficient de couplage d'un matériau piézoélectrique, caractérise son aptitude à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement. Il est défini par :

$$K^2 = \frac{\text{énergie transformée}}{\text{énergie apportée}}$$

Ce coefficient dépend de la forme de l'échantillon et du mode de vibration provoqué (tableau III.2)

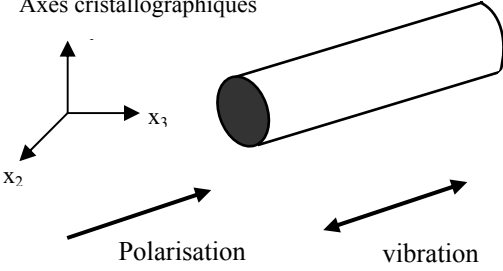
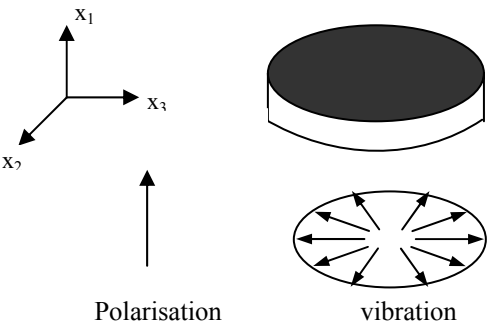
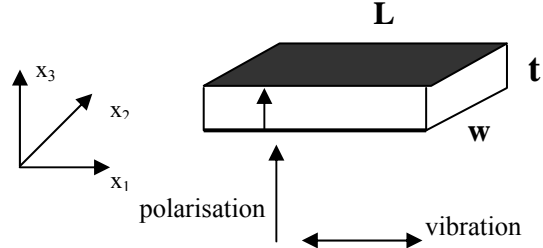
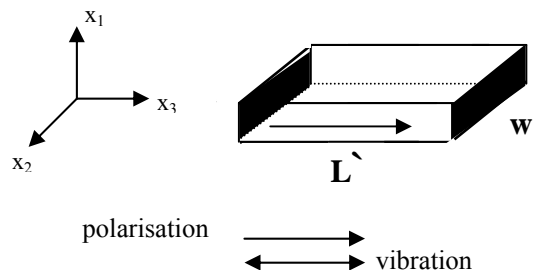
| Sens de l'éprouvette | Coefficient du couplage |
|---|---|
| <p>Axes cristallographiques</p>  | $k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T s_{33}^E}}$ |
|  | $k_p = k_{31} \sqrt{\frac{2}{1 - \sigma^E}}$ |
|  | $k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T s_{11}^E}}$ |
|  | $k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{\epsilon_{33}^T s_{33}^E}}$ |

Tableau III.2 : coefficients de couplage

ϵ_{ij}^T : Constante diélectrique à effort constant (pièce libre)

d_{ij} : Constante de charge.

s_{ij} : souplesse élastique, σ : Le coefficient de poisson.

III.1.1.3 Les matériaux piézoélectriques:

Parmi les différents types de matériaux [34], on peut distinguer :

- **Les céramiques** : les premiers matériaux piézoélectriques de synthèse à base de Titanate de Baryum sont apparus après 1945. Les Zircono-Titanate de Plomb (PZT) ont été élaborés dès 1954 et se sont répandus très rapidement car leurs propriétés supplantent de loin celles de toutes les autres familles de composés.
- **Les cristaux** : nous citerons seulement le quartz et certains cristaux à base de Bismuth et de Lithium (comme le Niobate de Lithium et le Tantalate de Lithium) découverts respectivement par Matthias et Aurivillius en 1949. Ces matériaux sont très stables mais ont de faibles coefficients piézoélectriques. Il est actuellement possible de fabriquer de nombreux monocristaux de même composition que les céramiques citées précédemment mais les techniques mises en jeu sont délicates et coûteuses.
- **Les polymères** : découverts par Kawal en 1969, les films polymères semi-cristalins de type poly fluorure de vinilydène PVF_2 présentent des propriétés piézoélectriques lorsqu'ils sont étirés sous un champ électrique. Les premières applications, comme les filtres à ondes de surface sont apparues au début des années 80.
- **Les composites** : ce sont des céramiques massives découpées et noyées dans des résines.

III.1.1.4 Principe de génération des ultrasons par effet piézoélectrique :

Considérons une lamelle d'un matériau piézo-électrique, on applique entre les faces de la lamelle une tension électrique : le cristal se trouve dans un champ électrique et il se polarise, si le potentiel est alternatif, l'épaisseur de la lamelle oscille avec la même fréquence, on a donc excité électriquement la vibration élastique de la

lamelle, mais l'amplitude de cette vibration ne sera importante, que si on l'excite à son mode propre. Ainsi les oscillations électriques et élastiques sont couplées.

Pour une certaine fréquence, l'amplitude de la vibration devient très importante, la lame entre en résonance, la fréquence de résonance dépend des dimensions de la lame, plus celle-ci est mince, plus la fréquence est élevée.

III.1.1.5 Déformation fondamentale des lames piézo-électriques :

Les déformations qui définissent les modes de propagation, sont schématisées comme suit [35] :

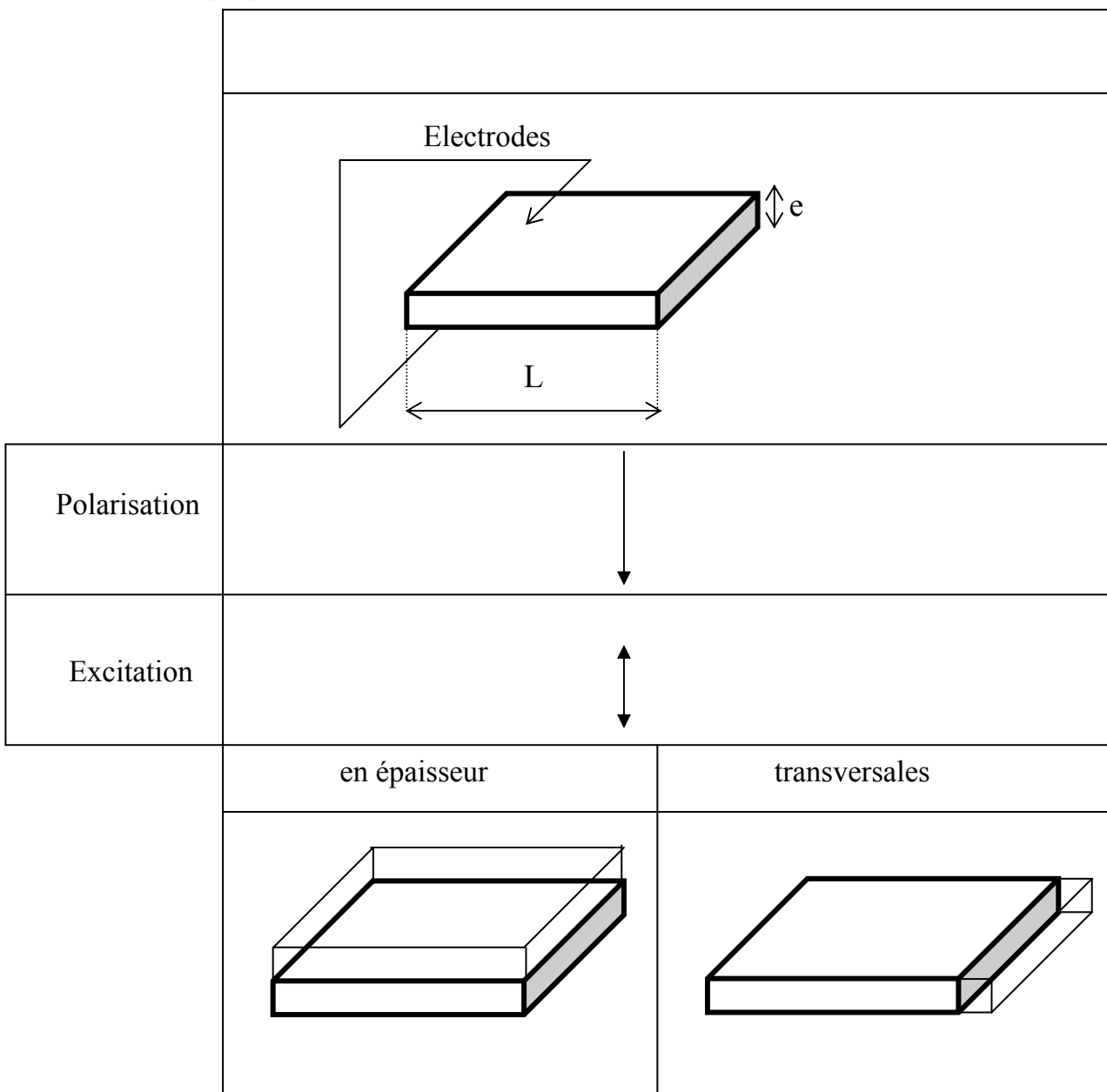


Figure III.3 : déformation d'une lame piézoélectrique

III.1.2 Méthode utilisant un transducteur à électrodes interdigitées :

En 1958, Sokolinskii a montré que l'on pouvait créer des ondes de Rayleigh ou de Lamb avec un émetteur d'ondes longitudinales ayant la forme d'un peigne [15] .

Le dispositif de génération des ondes de Lamb, utilisant cette méthode est représenté sur la figure III.3 :

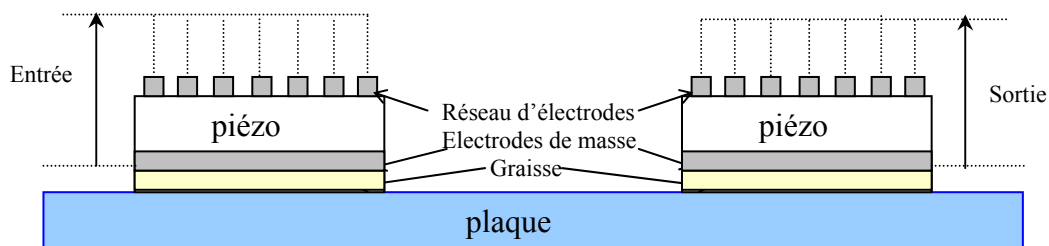


Figure III.3 : Configuration du dispositif à ondes de Lamb comportant un film piézoélectrique sur une plaque. Les peignes monophasés sont gravés sur la surface métallisée du film piézo-électrique.

Ce dispositif est constitué d'un substrat et de deux lames piézoélectriques identiques. Sur chaque lame est gravé un réseau d'électrodes métalliques. Les deux transducteurs sont couplés au milieu de propagation (plaque ou substrat) par une fine couche de graisse et disposés perpendiculairement à la direction de propagation.

L'excitation des électrodes émettrices par une source de tension sinusoïdale engendre sur le substrat des contraintes mécaniques. La distribution spatiale et temporelle de ces contraintes donne naissance à des ondes de Lamb dans le substrat. Inversement, lorsque l'onde émise arrive au niveau du transducteur récepteur, celle-ci engendre des contraintes mécaniques sur la surface de la lame piézoélectrique qui la déforment. Lorsque l'excitation électrique est seulement un cycle d'ondes sinusoïdales, le signal électrique visualisé sur le peigne récepteur a la forme d'un écho triangulaire.

III.1.3. Méthode du coin:

Une méthode [36, 37, 38], basée sur le principe de Snell-Descartes, appelée méthode du coin est souvent utilisée.

Un prisme, en matière plastique, est couplé acoustiquement à la plaque par l'une de ses faces, alors que le transducteur piézoélectrique est placé sur la face inclinée (Fig. III.4).

Le transducteur émet une onde longitudinale, dont les plans d'ondes, font un angle θ avec la plaque, tel que : $\sin\theta = \frac{V_L}{V}$

V_L , étant la vitesse longitudinale dans le prisme. Cette méthode donne une onde de Lamb sur la plaque, celle-ci, se traduit par une distribution de perturbations sinusoïdales dans la plaque.

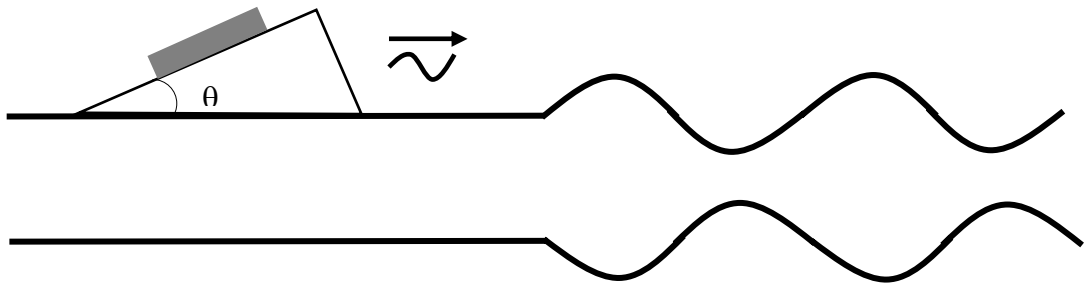


Figure III.4 : Illustration de la méthode du coin

Cependant, il est aussi, possible de générer une onde de Lamb sur une plaque, par un transducteur à immersion, couplé à la plaque par de l'eau, contenue dans une mini -cuve en plastique [49,40].

Parmi ces méthodes de génération des ondes de Lamb, nous avons choisi la méthode utilisant un prisme en plexiglas collé sur le guide : une plaque de verre.

Chapitre IV

Application expérimentale

IV.1 Introduction :

Le but de ces expériences est la mise en évidence de deux sortes de capteur :

- un capteur exploitant le phénomène de l'absorption de l'énergie acoustique lorsqu'une plaque de verre est mise au contact d'un doigt ou de l'eau.
- un capteur exploitant le phénomène de la réflexion d'une onde émise dans une plaque de verre mise, aussi, au contact d'un doigt ou de l'eau.

L'étude théorique précédente, nous permet, de choisir les conditions nécessaires à la génération de l'onde désirée : si l'on choisit le point de fonctionnement P_1 (figure (II-7)), nous générons un mode de compression très sensible au contact, par contre, si nous choisissons d'exciter notre transducteur au point P_3 (ou P_2 sur la courbe S_0) nous générons un mode de flexion, insensible au contact.

Deux expériences, ont été réalisées, elles consistent à engendrer le mode de compression S_0 , et le mode de flexion A_0 ; pour les points de fonctionnement respectifs, P_1 et P_3 (figure II-7).

IV.2 Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimentale utilisé, réalisé au laboratoire d'acoustique est illustré sur la figure IV.1, il est constitué principalement par : une plaque de verre ; servant comme guide d'onde. Sur celle-ci, et par l'intermédiaire d'un prisme en plexiglas, sont fixés deux pavés piézoélectriques ; l'un servant à la génération et l'autre, en bout de course, servant à la réception de l'onde guidée. Le transducteur émetteur est excité par un générateur d'impulsion, le récepteur reçoit les signaux guidés par la plaque, ces signaux sont ensuite, visualisés sur un oscilloscope puis, transférés vers l'ordinateur.

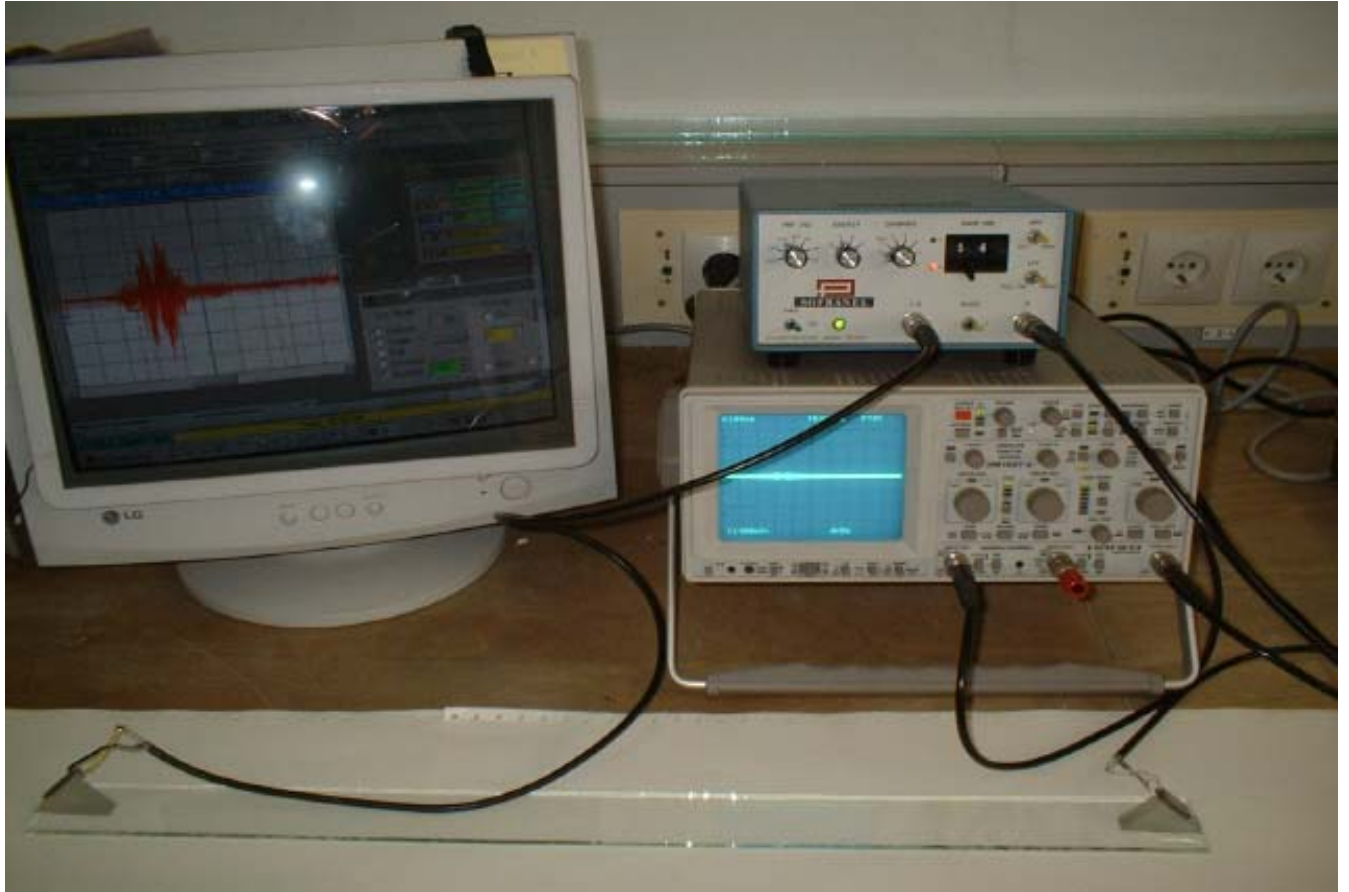


Figure IV.1 : Dispositif expérimentale

IV.3 Caractéristiques des transducteurs utilisés :

Nous avons utilisé, pour nos expériences, deux transducteurs, de type PZT (P1-63 ; P1-60) [33], ayant la forme de pavés (figure IV.2) et polarisés selon l'épaisseur. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau ci-dessous.

| Type | Épaisseur (mm) | Longueur (mm) | Largeur (mm) | Fréquence de Résonance (kHz) |
|-------|----------------|---------------|--------------|------------------------------|
| P1-63 | 3 | 21 | 9 | 683.33 |
| P1-60 | 4 | 20 | 19 | 96.7 |

Tableau VI-1: caractéristiques des transducteurs

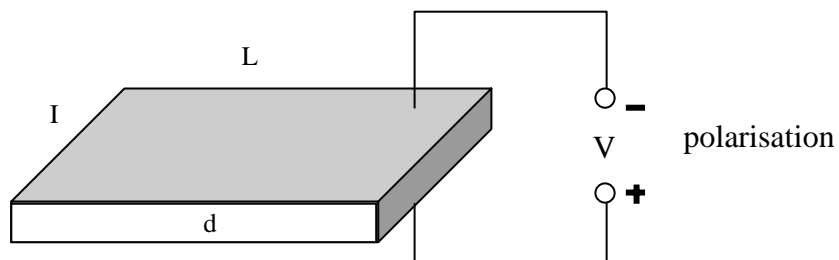


Figure IV.2 : Céramique utilisée

IV.4 EXPERIENCES :

IV.4.1 Première expérience :

La première expérience, consiste à générer un mode symétrique S_0 , au point de fonctionnement P_1 , sur une plaque de verre de dimensions : $L = 60.4$ cm, $d = 4$ mm ; placée dans l'air, les ondes de Lamb se propageant dans la plaque sont lancées par des transducteurs de type PZT (P1-63) de fréquence de résonance, en épaisseur, $f = 683$ kHz. La fréquence des transducteurs et l'épaisseur de la plaque

correspondent au produit fréquence-épaisseur $f.d = 2.7 \text{ Mhz}\cdot\text{mm}$ où l'atténuation est importante. Le but de cette expérience est de confirmer qu'en ce point de fonctionnement (proche du point de fonctionnement théorique $f.d = 2,5 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$) la plaque présente une grande sensibilité à la présence de l'eau.

Pour générer le mode de Lamb S_0 , l'émetteur est excité par une impulsion électrique de durée de $5\mu\text{s}$ à l'aide d'un générateur d'impulsion, le pavé piézoélectrique est orienté d'un angle de 45° environ, par rapport à la normale à la plaque : $\theta = \arccos(V_{\text{plexi}}/V_{\text{phase}} = 2670/3808) = 45.48^\circ$, grâce à un prisme en plexiglas. Le récepteur est fixé à l'autre extrémité de la plaque de façon symétrique (Figure IV.3)

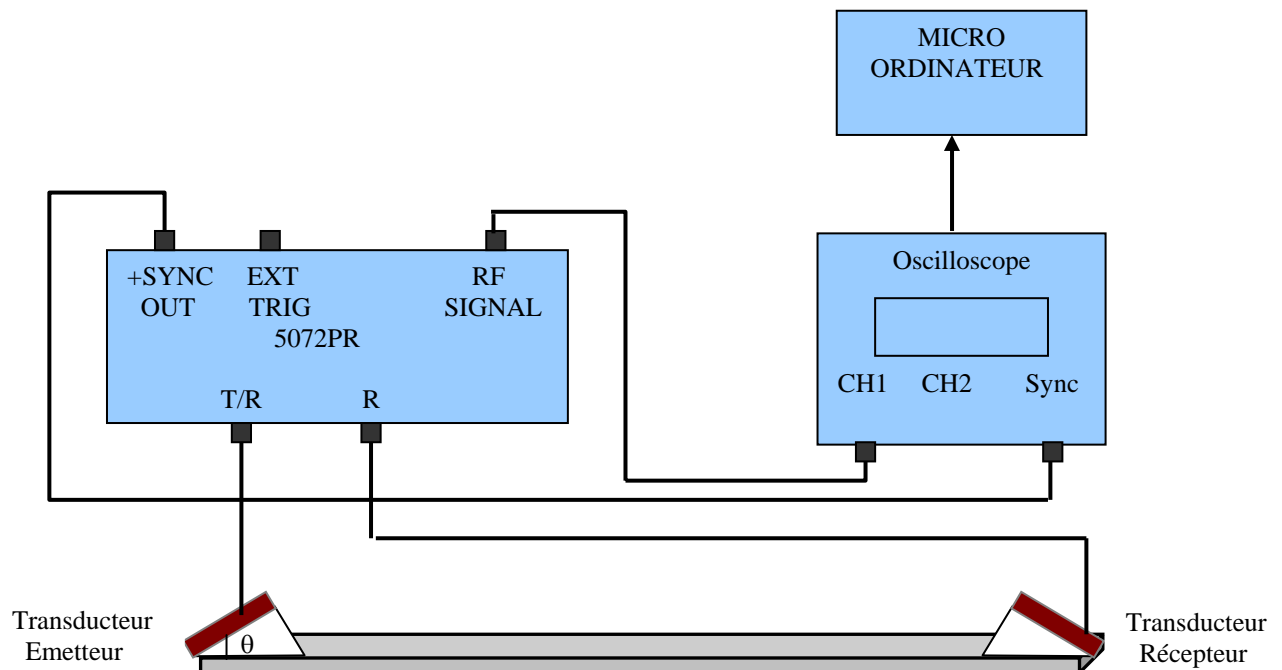
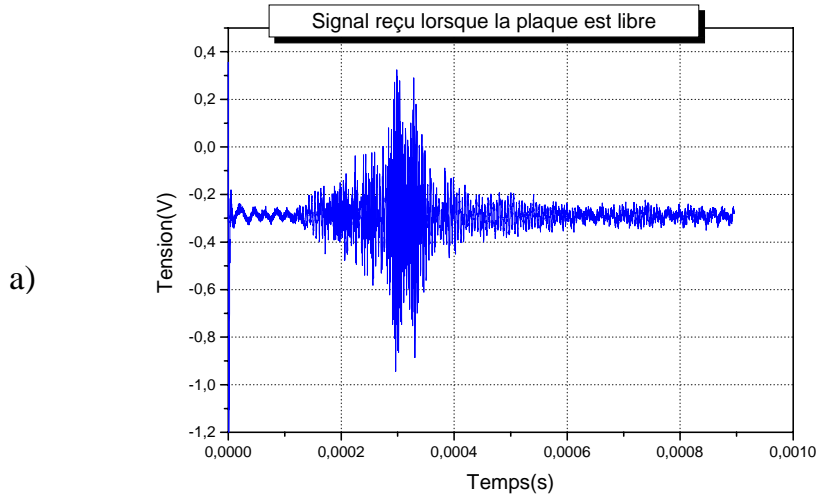
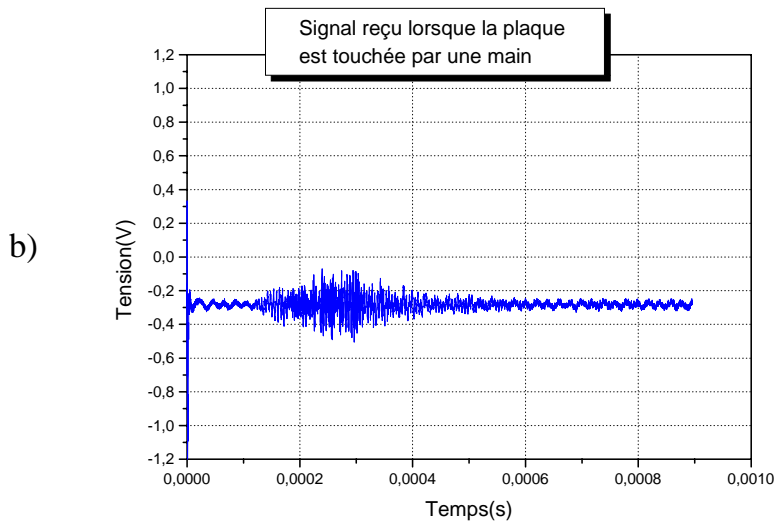


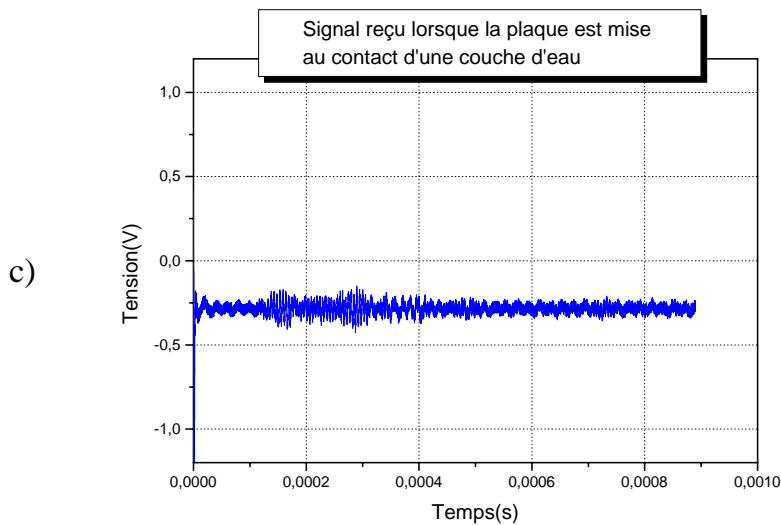
Figure IV.3 : Génération du mode de Lamb symétrique S_0



Signal réfléchi par l'extrémité libre de la plaque, de verre, le mode symétrique est excité, mais d'autres modes l'accompagnent.



On observe, nettement, le changement d'amplitude dû à la pression d'une main sur le guide d'ondes.



Lorsque la plaque est « mouillée », le signal émis, disparaît presque totalement.

Figure IV-4(a, b, c) : Signaux temporels reçus dans le cas où le transducteur est excité par un générateur d'impulsion

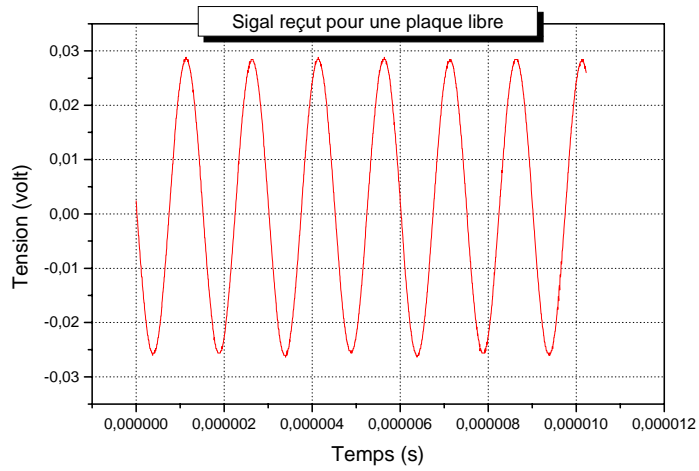
Le signal obtenu, n'est pas « propre », le mode, attendu, S_0 n'est pas, excité seul : c'est donc un paquet d'ondes, qui arrive sur le transducteur, récepteur. Néanmoins, l'effet recherché est observable.

Le premier signal, représente l'onde reçue par le transducteur récepteur, lorsque la plaque n'est pas touchée. On remarque de façon évidente, sur la deuxième figure, lorsque la plaque subit une pression de la main, que le signal est fortement amorti. Lorsque la plaque est mise en contact de gouttes d'eau, le signal disparaît. Ces résultats, confirment nos prévisions et montrent qu'il est possible de détecter une « présence » par l'absence d'un écho, c'est-à-dire, de confectionner un capteur, fonctionnant sur ce principe.

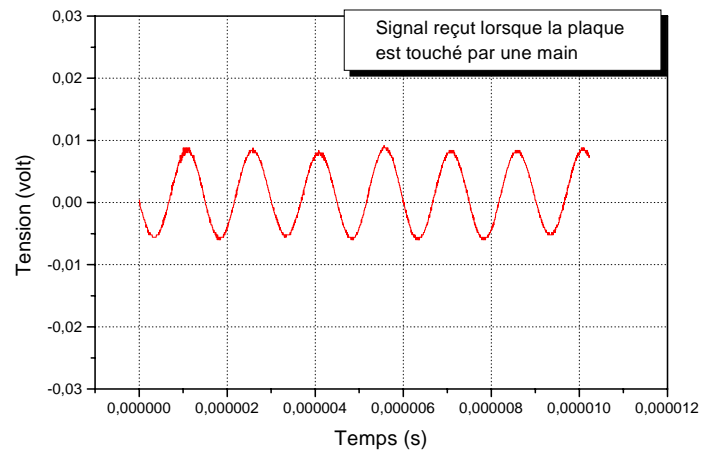
Pour générer un mode de compression S_0 , « pur » il faut se mettre dans de meilleures conditions expérimentales : réaliser un bon contact, plexiglas-plaque et usiner le coin de façon à avoir l'angle (correspond au mode choisie) le plus précis possible.

Pour avoir un effet, plus visible, nous avons mis la plaque (guide d'ondes) en résonance, en excitant le transducteur, émetteur, par un signal sinusoïdal de fréquence 683 kHz. Les résultats, obtenus, sont rapportés sur les figures suivantes :

a)



b)



c)

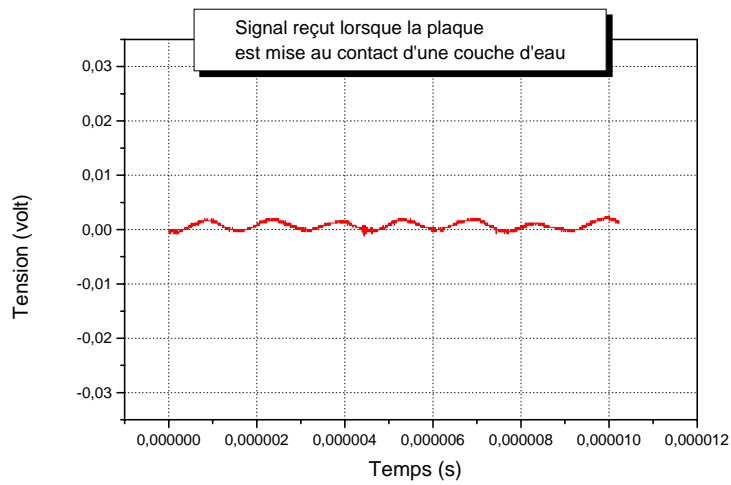


Figure IV-5(a, b, c) : Signaux temporels reçus dans le cas où le transducteur est excité par un signal sinusoïdale

Ces résultats montrent, que l'amplitude du signal émis, diminue fortement lorsque la plaque est touchée par une main (70%) et lorsqu'elle est mise au contact d'une couche d'eau le signal disparaît, pratiquement (95%). Ceci confirme, encore une fois, nos prévisions.

IV.4.2 Deuxième expérience :

Il s'agit, dans cette expérience, de montrer que le capteur, s'il est bien excité, peut devenir insensible au contact.

La deuxième expérience consiste à générer le mode A_0 , au point de fonctionnement P_3 (tableau VI.2) : $f.d = 0.29 \text{ MHz.mm}$; les dimensions de la plaque sont dans ce cas : $L = 130.6 \text{ cm}$; $d = 3 \text{ mm}$.

| Mode | f.d (MHz.mm) | Vitesse de phase Théorique | Vitesse de groupe théorique |
|-------|-----------------|-------------------------------|-----------------------------|
| A_0 | 0.29 | 1472 m/s | 2656 m/s |

Tableau IV.2 : Valeurs relatives, au point de fonctionnement P_3 .

Le mode A_0 possède au point P_3 , un comportement particulier, son mouvement est caractérisé par un déplacement purement transversal, c'est un mode de flexion pur (FigII.3). Pour l'engendrer sur une plaque, il suffit d'exciter la plaque verticalement.

Ce mode a été généré à l'aide d'un transducteur vibrant à une fréquence voisine de 96 kHz, dont le spectre fréquentiel est représenté sur la figure IV.5. Le transducteur est disposé, comme pour le capteur précédent, sur un prisme en plexiglas faisant un angle très faible, par rapport à la normale.

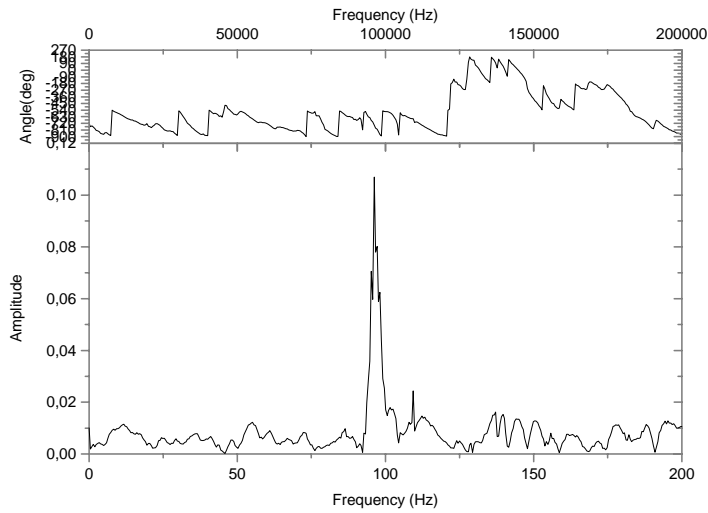


Figure IV.6: Spectre fréquentiel du transducteur.

Une première expérience, consiste à lancer le mode A_0 sur le guide, et d’observer l’écho qui revient du bord de la plaque, sur le transducteur émetteur, qui joue, aussi, le rôle de transducteur récepteur. Le signal reçu est important et sa vitesse de propagation est de l’ordre de 2700 m/s (V_g théorique = 2656 m/s). Ceci confirme que nous générons bien le mode antisymétrique A_0 .

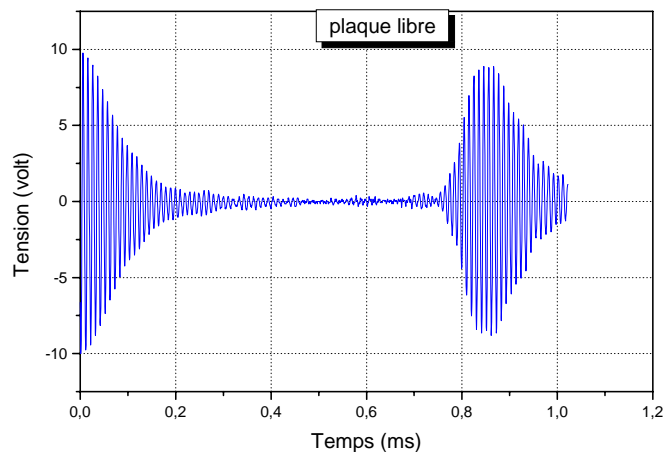
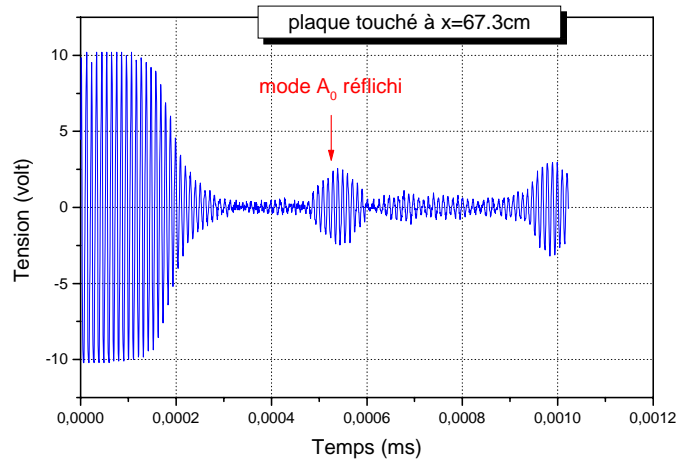
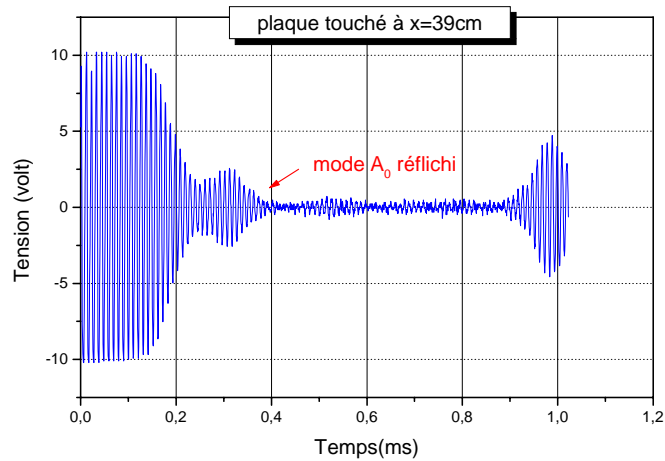


Figure IV.7 :Signal temporel reçu lorsque la plaque est libre

Il s’agit, maintenant de toucher la plaque, servant de guide d’ondes, en différents endroits, et de montrer que nous obtenons un écho, dû à la réflexion du

mode A_0 sur un doigt. A ce produit f.d, l'atténuation est très faible, et le mode généré ne diffuse plus assez, dans le doigt (équivalent, à de l'eau, du point de vue de l'impédance acoustique). La réflexion est effective, et confirme, une fois de plus, nos prévisions. Les résultats obtenus, sont sur les figures suivantes.



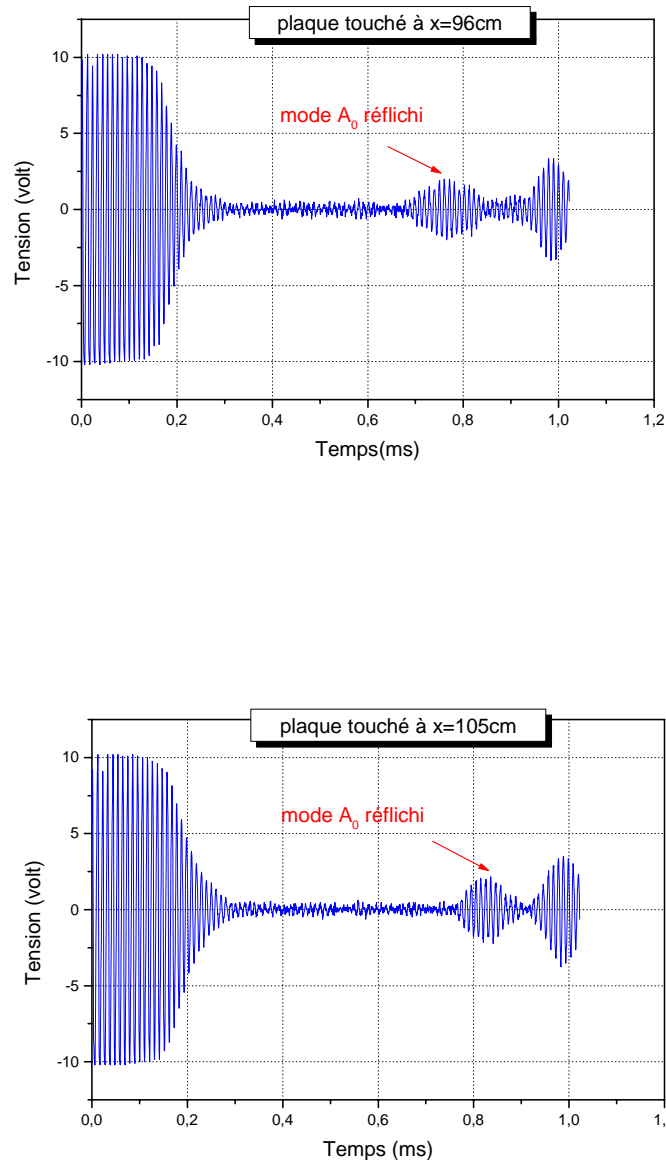


Figure IV.8 : Signaux temporels reçus, lorsque la plaque est touchée par un doigt

Les relevés précédents, montrent, de façon très nette, la progression d'un doigt, glissant sur la plaque de verre. On obtient, un écho de l'onde, butant sur le doigt en différents endroits. Ce capteur est insensible au touché, contrairement au précédent.

Dans ce chapitre, la faisabilité de deux capteurs tactiles, a été étudiée. Le premier, sensible au touché, est une plaque vibrant en mode de Lamb symétrique. Le second insensible au touché, et donc renvoyant un écho exploitable électroniquement, est une plaque vibrant en mode de Lamb antisymétrique.

CONCLUSION GENERALE:

L'objectif du travail, exposé dans ce manuscrit, était de montrer, qu'il était possible de mettre au point, un capteur, simple, peu onéreux, utilisant des ondes guidées de Lamb, basé sur le principe de l'absorption ou de la non absorption de ces ondes, lorsque le guide était mis en contact d'un doigt ou de l'eau.

Pour choisir, les caractéristiques du guide, une étude théorique, préalable, du comportement mécanique du guide choisi, une plaque de verre ordinaire, était nécessaire. Cette étude nous a permis de tracer les courbes de dispersion, en vitesse de phase et de groupe des différents modes, susceptibles de se propager dans une plaque.

L'étude, attentive de ces courbes de dispersion, nous a amené, à retenir deux modes : le mode symétrique de compression S_0 et le mode antisymétrique de flexion A_0 . Une étude détaillée, du comportement de ces modes, en fonction du produit fréquence-épaisseur, nous a permis de repérer des points de fonctionnement (vitesse en fonction du produit fréquence-épaisseur de la plaque), qui nous ont semblé intéressants.

Le point P_1 , en particulier, situé sur la courbe du mode S_0 , est remarquable, car, en ce point, la vitesse de groupe est minimale et, on s'attend à ce que la plaque, excitée à cette fréquence, aie un maximum de sensibilité au touché, donc à toute modification de sa surface. Pour confirmer nos prévisions, nous avons étudié, l'atténuation de l'onde guidée, en fonction du produit fréquence-épaisseur. Cette étude, confirma ce que nous pensions, et montra que l'atténuation était maximale au point P_1 et moindre ailleurs. Suite à cette étude, deux points, P_2 (sur la courbe du mode S_0) et (sur la courbe du mode A_0) retinrent notre attention.

Il ressort de notre étude, que lorsque l'onde guidée est excitée sous les points de fonctionnements P_2 ou P_3 , elle subit une atténuation moindre, lorsque le guide d'ondes est mis au contact de l'eau ou d'une main. Ce guide d'ondes, peut donc servir à l'élaboration d'un capteur insensible au contact (l'écho sera réfléchi avec une grande amplitude). A l'inverse, lorsque l'onde guidée est excitée sous le point de fonctionnements P_1 , elle subit une atténuation importante, lorsque le guide d'ondes est

mis au contact de l'eau ou d'une main. Ce guide d'ondes, peut donc servir à l'élaboration d'un capteur très sensible au contact (l'écho sera réfléchi avec une très faible amplitude : l'onde sera absorbée par le milieu en contact avec la plaque).

Pour confirmer ces prévisions théoriques, une série d'expériences a été menée, au laboratoire de physique des matériaux, dans l'équipe d'acoustique. Le mode symétrique S_0 , des ondes de Lamb, au point de fonctionnement prévu, a été généré et la sensibilité du guide d'onde a été confirmée. Le mode de flexion antisymétrique A_0 à lui aussi été généré, au point de fonctionnement prévu par l'étude théorique, et le capteur vibrant sous ce mode, a confirmé la prévision : son insensibilité au contact avec un liquide ou un doigt (équivalent à de l'eau, du point de vue de son impédance acoustique).

Les résultats obtenus lors de cette recherche, sont très satisfaisants et une mise au point de ce genre de capteur, peu onéreux, mérite d'être poursuivie. Il s'agira, d'étudier le comportement de ce genre d'instrument dans différentes situations (température, état de l'environnement, etc.) de façon à l'optimiser, pour différentes fonctions : capteur de niveau, détecteur de la présence d'un fluide ou d'une personne, mise au point d'écrans tactiles, etc.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Royer, Dieulesaint,E. « Ondes élastique dans les solides, Tome1 :propagation libre et guidée ». Paris :Masson, 1996.p.308.
- [2] D,E et Royer D, « Ondes élastiques dans les solides. Application au traitement du signal » (Masson, paris) 1974.
- [3] Victorov I.A , « Rayleigh and Lamb waves » (Plenum press, New York 1967)
- [4] ASCH G. , « Les capteurs en instrumentation industrielle » (Dunod, Paris) 1987.
- [5] Lynnworth L.C., « Ultrasonic Measurement for process control » (Academic press, Boton)1989.
- [6]D.Royer et E.Dieulesaint, « onde élastiques dans les solides , Tome2, Génération, interaction acousto-optique, application », (Mason Paris) 1999 p.309.
- [7] R.Adler and P.Desmares, «An economical touch panels using SAW absorption » , IEEE ultrason.symp.proc, p499-502 (1985).
- [8] R.Adler and P.Desmare, « SAW touch systems on spherically curved panel », IEEE ultrason.symp.proc., p289-292 (1986).
- [9] M.J.Vellkoop, G.W.Lubking and A.Venema, « Acoustic-wave based monolithic microsensors », IEEE ultrason.symp.proc., p565-574 (1994).
- [10] V.P.Plessky,S.N.Kondratiev,R.Stierlin and F. Nyfleles, SAW tags : new ideas, IEEE ultrason.symp.proc.,p 117.120 (1995).

- [11] L.REINDL,G.SCHOLL,T.Ostertag.C.C.W.ruppel,W.E.bulst and F.Seifert , «SAW devices as wireless passive seunon » , IEEE ultrason.symp.proc,p.363.367 (1996).
- [12] H.Schen, G.Scholi, F.Seifert and R.Weigel., « quartz pressure sensor based on saw reflctive delaylive »,IEEE ultrason ;symp.proc.,p.347.350 (1996).
- [13] A.pohl,G.ostermayer,L.Reindl and.F.seifert,monotoring the tire preureat cars using porssive saw sensors,IEEE ultrason.symp.proc.,p471.474 (1917)
- [14] D.Royer, L .Lévin, « Capteurs à fibres acoustiques », Le développement de nouveaux capteurs, L.O.A (ESPCI).
- [15 S.Ballandras, « capteur à ondes de surface »,Thèse soutenue le Avril 2002
- [16] Auld,B.A « acoutic fields and waves in solids », chichester : Wileyinterscience ,1973 , VSL.1,423p.
- [17] Rayleigh, L,«On waves propagating along the plane of an elastic solid proc.London.Math.Soc.,1885,vol.17,p.4.11.
- [18] Lamb, H. « On waves in an elastic plate » , conf. of the Royal Society, 1917,p.114-128
- [19] Demol, T. « Etude de transducteur en barrette adaptés au contrôle santé par ondes de Lamb de structure aéronautiques composites » . Application à la caractérisation de l'impact basse vitesse. Thèse de doctorat : Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1998.193p.
- [20] Uberall, H.Hosten.B. , Deschamps, M. , Gerard, A « Repulsion of phase velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations » .J.Acoust.Soc.Am, 1994, vol 96, N.2 , P 908-917.

[21] Yannick, Eudeline, Hugues , Duflo, and Jean Duclos, « Experimental study of Lamb waves having a negative energy velocity in a thin plane plate immersed in liquid » . J.Acoust.Soc.Am, Vol., 99, No, 4, pt.2, April 1996.

[22] Jean Duclos, Alain Tirel, et Naum Veksler, « Experimental study of A wave propagation along a plane or curved plate in contact with two different liquids », J.Acoust.Soc.Am, VOL.99, 999, No.4, pt.2, April 1996.

[23] Carlos L. Yapura, « Lamb waves in an isotropic solid-fluid bilayer », Volume13A Vikram K.Kinra .

[24] Zhemir Zhu, Junruu Wu, Jian Li, Weiii Zhor, , « A general dispersion relation for Lamb wave sensors with liquid-layer loading » , sensors and actuators A, N° 49, 1995, pp 79, 84.

[25] R.D Watkins et al, « The attenuation of Lamb waves in the presence of a fluid », Ultrasonicon, November 1992

[26] A.Lambert, Y.Pralus et J.Rivenez , « propagation des ondes ultrasonores » (Niveau 2).

[27] R.C.Addison Jr.A.D.W.Mckie, « Generation and detection of single mode Lamb waves using laser-Based Ultrasound » ,

[28] M.J.S.Lowe and O.Diligent, « Low-frequency reflection characteristics of the S_0 Lamb wave from a rectangular notch in a plate », J.Acoust.Soc.Am, 111 (1), pt.1.Jan, 2002

[29] D.Clorennec, D.Royer, H.Walazek, « Non-destructive evaluation of cylindrical parts using Laser ultrasonics » 40 (2002), 783-789.

[30] F.Levent Degrtekin, Butrus T.Khuri-yakub, « Single mode Lamb wave excitation in thin plates by hertzian contacts », appl.phys.lett.69 (2), 8 July 1996

- [31] Michael D.Seale, Barry T.Smith, « Lamb wave response of fatigued composite samples, Review of progress in quantitative non-destructive », evaluation, vol 13B (1994), pp.1261-1266.
- [32] C.Potel, A.U.Rehman, J.F.de Belleval, « Modélisation des faisceaux ultrasonores réfléchis et transmis par une plaque composite », Contrôle Industriel, N° 222 , 38-47, 1999
- [33] F.Patat , phénomène de la piézoélectricité, due/polys/basephysique/bp02.pdf
- [34] S.LE DREN, « Elaboration de couches épaisses piézoélectriques déposées sur substrats pour des applications microtechniques » Thèse pour le grade de Docteur présenté devant l'école centrale de Lyon, 2000.
- [35] Quartz et Silice : Céramiques piézoélectriques. (catalogue).
- [36] A.Chahbaz, V.Mustafa et D.Hay, « Corrosion detection in aircraft structures using guided Lamb waves », NDTnet.Novembre 1996, vol.1 NO.11
- [37] Don Jeong, H.Jae Shin, « Detection of defects in a steel plate using ultrasonic guided wave », NDT.net, October 2002.
- [38] Mustafa, A.Chahbaz, D.R.Hay, M.Brassard, S.Dubis, « Imaging of Disbond in Adhesive Joints with Lamb Waves » , NDTnet-March 1997, Vol.2 NO.03
- [39] Emmanuel LE CLEZIO, « Diffraction des ondes de Lamb par des fissures verticales », Thèse pour le grade de Docteur présenté devant l'Ecole doctorale des sciences physiques et de l'Ingénieur , Université Bordeaux I, 2001
- [40] E. Le Clézio, M.Castaings, B.Hosten , «Rélexion d'ondes de Lamb à l'extrémité de plaque: solution analytique et mesures, Laboratoire de mécanique physique,UMR CNRS 5469, Université Bordeaux 1, 351 cours de la libération 33405 TALERANCE cedex, France.