



# Capteur ultrasonore multiélément dédié à la caractérisation quantitative haute résolution

Pierre-Antoine Meignen

## ► To cite this version:

Pierre-Antoine Meignen. Capteur ultrasonore multiélément dédié à la caractérisation quantitative haute résolution. Electronique. Université Montpellier, 2016. Français. NNT : 2016MONTT267 . tel-01809011

**HAL Id: tel-01809011**

**<https://theses.hal.science/tel-01809011>**

Submitted on 6 Jun 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

Pour obtenir le grade de  
**Docteur**

Délivrée par l'**Université de Montpellier**

Préparée au sein de l'école doctorale  
**Information Structure Systèmes**  
Et de l'unité de recherche  
**Institut d'Electronique et des Systèmes**  
Spécialité : **Electronique**

Présentée par **Pierre-Antoine Meignen**

**Capteur ultrasonore multiélément dédié  
à la caractérisation quantitative haute  
résolution**

**Soutenue le 05 Décembre 2016 devant le jury composé de**

|                   |  |              |
|-------------------|--|--------------|
| G. DUCHAMP        | Professeur, Université de Bordeaux                       | Présidente   |
| P. VAIRAC         | Professeur, Université de Franche-Comté                  | Rapporteur   |
| L.P. TRAN HUU HUE | Professeur, INSA Centre Val de Loire                     | Rapporteur   |
| M.V. PREDOI       | Professeur, UPB Bucarest                                 | Examineur    |
| T. DELAUNAY       | M <sup>e</sup> de conférences, Université de Montpellier | Co-Encadrant |
| E. LE CLEZIO      | Professeur, Université de Montpellier                    | Co-Directeur |
| G. DESPAUX        | Professeur, Université de Montpellier                    | Directeur    |





# Remerciements

Je tiens à adresser en premier lieu mes remerciements à Gilles Despaux qui m’a proposé ce sujet et a dirigé cette thèse. C’est grâce à lui que j’ai pu évoluer ces trois dernières années dans un environnement scientifique stimulant. Qu’il soit assuré de toute ma gratitude quant à la confiance qu’il m’a témoignée et à la grande liberté dont il a su me faire profiter dans la conduite de mes travaux. Sur le plan scientifique comme humain, je le remercie pour son écoute attentive et ses conseils avisés.

Je souhaite également remercier Emmanuel Le Clézio, co-directeur de cette thèse, qui s’est grandement investi. Il a su me partager sa rigueur scientifique et sa passion pour la modélisation de phénomènes physiques.

Je remercie ensuite Thomas Delaunay pour son implication en tant que co-encadrant. Il a toujours su être de bon conseil au cours de cette thèse.

Je tiens ensuite à exprimer ma gratitude aux différents membres du jury. Je remercie Geneviève Duchamp d’avoir présidé ce jury. Je remercie Pascal Vairac et Louis-Pascal Tran Huu Hue qui m’ont fait l’honneur d’être rapporteurs de ces travaux de thèse. Enfin, je remercie Mihai Valentin Predoi d’avoir fait spécialement le déplacement de Roumanie pour être examinateur de cette thèse.

Je souhaite remercier Alain Foucaran qui m’a accueilli chaleureusement au sein de l’Institut d’Electronique et des Systèmes. Je le remercie de toujours m’avoir fait confiance lors de l’organisation d’évènements au sein du laboratoire.

Je remercie tous les membres de l’équipe, qui, même s’ils n’étaient pas directement impliqués sur cette thèse, ont tous contribué à la réussite de celle-ci de par leurs conseils ou leur partage de connaissances.

Je remercie Ali Dekious, Céline Engrand et David Lapeine, tous les trois doctorants, qui ont aidé scientifiquement et surtout humainement à la réussite de cette thèse. Je remercie également Redha Boubenia, doctorant lui aussi, pour toutes les discussions, pertinentes ou futiles, que nous avons pu avoir en partageant le même bureau.

Enfin, je veux remercier ma mère, ma sœur et mon frère qui m’ont constamment soutenu tout au long de cette thèse et parce que je puise en eux et en leurs attentes une grande partie de ma motivation.



# Sommaire

---

## **INTRODUCTION GENERALE** **1**

---

## **CHAPITRE I : LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE** **3**

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. INTRODUCTION</b>  | <b>3</b>  |
| <b>2. UN PEU D'HISTOIRE</b>   | <b>4</b>  |
| 2.1. DE LA PIEZOELECTRICITE A LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE   | 4         |
| 2.2. LA DECOUVERTE DES ONDES DE SURFACE   | 4         |
| <b>3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE APPLIQUEE A DE L'IMAGERIE QUALITATIVE</b> | <b>6</b>  |
| 3.1. ETUDE QUALITATIVE ET TOPOGRAPHIQUE EN REFLEXION  | 7         |
| <b>4. LE CAPTEUR DE LA MICROSCOPIE ACOUSTIQUE</b>   | <b>8</b>  |
| 4.1. STRUCTURE  | 8         |
| 4.2. EXCITATION DE L'ELEMENT PIEZOELECTRIQUE  | 9         |
| 4.3. FOCALISATION   | 12        |
| <b>5. ETUDE DE PROPRIETES MECANIQUES PAR MICROSCOPIE ACOUSTIQUE</b>                                     | <b>15</b> |
| 5.1. MODES DE PROPAGATION ACOUSTIQUE DANS LES SOLIDES ET LES FLUIDES                                    | 15        |
| 5.2. MESURE DE PROPRIETES MECANIQUES A PARTIR DE LA SIGNATURE ACOUSTIQUE                                | 19        |
| <b>6. VERS DE L'IMAGERIE DE PROPRIETES MECANIQUES</b>   | <b>22</b> |
| 6.1. IMAGERIE QUALITATIVE   | 22        |
| 6.2. IMAGERIE QUANTITATIVE  | 23        |

---

## **CHAPITRE II : LE CAPTEUR MONOELEMENT** **25**

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. INTRODUCTION</b>   | <b>25</b> |
| <b>2. REALISATION D'UN CAPTEUR POUR MICROSCOPIE ACOUSTIQUE</b>                               | <b>26</b> |
| 2.1. PREPARATION DE LA LIGNE A RETARD  | 26        |
| 2.2. METALLISATION DU TRANSDUCTEUR ET DE LA LIGNE A RETARD PAR PULVERISATION CATHODIQUE      | 27        |
| 2.3. COLLAGE DU TRANSDUCTEUR SUR LA LIGNE A RETARD   | 28        |
| 2.4. AMINCISSEMENT DE L'ELEMENT PIEZOELECTRIQUE EN VUE D'OBTENIR DES FREQUENCES PLUS ELEVEES | 28        |
| 2.5. CONTACTS ELECTRIQUES ET DOS ACOUSTIQUE  | 29        |
| 2.6. ADAPTATION D'IMPEDANCE  | 29        |
| <b>3. RAYONNEMENT D'UN CAPTEUR MONOELEMENT</b>   | <b>32</b> |
| 3.1. INTEGRALE DE RAYLEIGH   | 32        |
| 3.2. MODELISATION DU CHAMP RAYONNE PAR UN PISTON PLAN  | 32        |
| 3.3. MODELISATION DU CHAMP RAYONNE PAR UNE LENTILLE  | 36        |
| <b>4. MESURE DE CHAMP ACOUSTIQUE PAR VIBROMETRIE LASER SUR DES SURFACES PLANES</b>           | <b>38</b> |
| 4.1. PRINCIPE DE LA MESURE   | 38        |
| 4.2. APPLICATION DE LA VIBROMETRIE LASER A LA MESURE DE CHAMPS ACOUSTIQUES                   | 39        |
| 4.3. COMPARAISON DES CHAMPS MODELISES ET DES CHAMPS MESURES                                  | 40        |

|   |           |
|---|-----------|
| <b>5. MODELISATION D'UN CAPTEUR MONOELEMENT AVEC LE FORMALISME DU SPECTRE ANGULAIRE</b> | <b>42</b> |
| 5.1. APPLICATION DU SPECTRE ANGULAIRE A UN CAPTEUR FOCALISE                             | 42        |
| 5.2. MODELISATION D'UNE SIGNATURE ACOUSTIQUE  | 44        |
| <b>6. CONCLUSION</b>  | <b>47</b> |

---

## **CHAPITRE III : LE CAPTEUR MULTIELEMENT**

---

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. INTRODUCTION</b>   | <b>49</b> |
| <b>2. DIMENSIONNEMENT DU CAPTEUR MULTIELEMENT</b>              | <b>50</b> |
| 2.1. DIMENSIONS DE LA LENTILLE                                 | 50        |
| 2.2. POSITION DES ELECTRODES LATERALES DU CAPTEUR MULTIELEMENT | 51        |
| 2.3. DIMENSIONS DES ELECTRODES LATERALES                       | 52        |
| 2.4. SEPARATION MECANIQUE ET ELECTRIQUE DES ELECTRODES         | 53        |
| <b>3. RAYONNEMENT DU CAPTEUR MULTIELEMENT</b>                  | <b>55</b> |
| 3.1. CHAMP RAYONNE DANS LA LIGNE A RETARD                      | 55        |
| 3.2. CHAMP RAYONNE SUR LA LENTILLE                             | 56        |
| 3.3. CHAMP RAYONNE APRES LA LENTILLE                           | 57        |
| <b>4. CONCLUSION</b>   | <b>59</b> |

---

## **CHAPITRE IV : ETUDE TEMPORELLE, THEORIQUE ET PRATIQUE, DU DISPOSITIF MULTIELEMENT**

---

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. INTRODUCTION</b>  | <b>61</b> |
| <b>2. TRAITEMENT THEORIQUE DES ECHOS REÇUS PAR LE CAPTEUR MULTIELEMENT</b>                        | <b>62</b> |
| 2.1. EXTENSION DU MODELE DE SIGNATURE ACOUSTIQUE AU DOMAINE TEMPOREL                              | 62        |
| 2.2. PRISE EN COMPTE DE L'ASPECT MULTIELEMENT DANS LE MODELE DE SIGNATURE ACOUSTIQUE              | 64        |
| 2.3. CALCUL DE LA VITESSE DE RAYLEIGH A PARTIR DU TEMPS DE VOL DE L'ONDE DE RAYLEIGH              | 67        |
| 2.4. MESURE PAR TEMPS DE VOL DE LA VITESSE DE RAYLEIGH A PARTIR DU MODELE DE SIGNATURE ACOUSTIQUE | 70        |
| <b>3. MESURE PONCTUELLE DE PROPRIETES MECANIQUES</b>  | <b>72</b> |
| 3.1. MESURE DE LA VITESSE DES ONDES ACOUSTIQUES DANS LE COUPLANT                                  | 72        |
| 3.2. ERREUR DE MESURE SUR LA VITESSE DE RAYLEIGH  | 72        |
| 3.3. ECHOGRAMMES OBTENUS AVEC LE CAPTEUR MULTIELEMENT   | 73        |
| 3.4. MESURE DE LA VITESSE DE RAYLEIGH   | 75        |
| <b>4. CONCLUSION</b>  | <b>82</b> |

---

## **CONCLUSION ET PERSPECTIVES**

---

|                     |           |
|---------------------|-----------|
| <b>CONCLUSION</b>   | <b>83</b> |
| <b>PERSPECTIVES</b> | <b>85</b> |

---

## **BIBLIOGRAPHIE**

---







# Introduction générale

Le développement de l'acoustique et plus particulièrement de la microscopie acoustique au 20<sup>e</sup> siècle a ouvert le champ des possibles de la caractérisation non destructive de matériaux. Les ondes acoustiques se propagent dans tous les milieux à l'exception du vide ce qui garantit un très large spectre d'application. La microscopie acoustique permet des études qualitatives de matériaux appliquées à la détection de défauts et de fissures ou de l'imagerie topographique en surface ou en profondeur. Citons entre autres comme domaines d'application de l'étude qualitative le biomédical et la microélectronique. Le biomédical profite du rayonnement non ionisant et de faible puissance des microscopes acoustiques ce qui rend possible l'analyse de tissus vivants. Les structures complexes et multicouches de la microélectronique constituent des candidates de prédilection pour l'imagerie de surface et de profondeur. En effet, les défauts de ces structures (défauts de collage, de brasure, de pistes électroniques...) sont facilement identifiables et ce de manière non destructive. Des contrôles systématiques en fin de ligne de production sont ainsi possibles impliquant une plus grande fiabilité de production.

La métallurgie n'est pas en reste puisque hormis la détection de défaut, il est aussi possible d'effectuer des mesures quantitatives de propriétés mécaniques. De ces propriétés découlent différentes conditions de propagation des ondes acoustiques. Ainsi, une analyse des modes de propagations permet de caractériser les propriétés mécaniques d'un matériau. Cela autorise une évaluation de l'état d'usure, de fatigue ou d'endommagement par insonification d'un matériau et de caractériser des structures granulaires.

Le mode de propagation principalement utilisé pour la réalisation de mesures quantitatives est le mode de surface de Rayleigh. Celui-ci est autorisé par le capteur<sup>1</sup> focalisé du microscope acoustique et est capté simultanément avec la réflexion spéculaire de la surface du matériau. Cela donne lieu à des interférences qui empêchent une mesure directe sur l'onde de Rayleigh. Seule la signature acoustique, qui nécessite une défocalisation, rend possible la caractérisation du mode de Rayleigh. Cette méthode, applicable à des mesures ponctuelles, est chronophage à grande échelle et non envisageable pour de l'imagerie de propriétés mécaniques.

Pour rendre compatible l'imagerie de propriétés mécaniques avec la microscopie acoustique, une séparation de l'onde de Rayleigh et de l'onde spéculaire est nécessaire. C'est dans ce contexte qu'a été conçu un capteur focalisé multiélément dont certains éléments piézoélectriques sont entièrement dédiés à la génération et la réception seules de

---

<sup>1</sup> Au cours de cette thèse, le terme capteur sera assimilé, par abus de langage au terme de transducteur pour décrire une sonde. Le terme de transducteur sera principalement utilisé dans son sens d'élément piézoélectrique.

l'onde de Rayleigh. Dans le but de démontrer la faisabilité de séparer l'onde de Rayleigh de l'onde spéculaire, le prototype réalisé fonctionne à une fréquence proche de la trentaine de mégahertz. Cela permet de s'affranchir de plusieurs contraintes, notamment technologiques, qu'impliquent le fonctionnement haute fréquence (plusieurs centaines de mégahertz) qui est prévu à terme. Ainsi, ce capteur s'affranchit de toutes interférences avec l'onde spéculaire et rend possible une mesure de temps de vol de l'onde de Rayleigh réduisant drastiquement le temps nécessaire à l'évaluation du mode de surface d'un matériau. La conception d'un capteur multiélément passe par plusieurs prérequis. Il faut une bonne connaissance du fonctionnement d'un capteur focalisé monoélément, de sa fabrication, de son rayonnement et des signaux qu'il est possible d'obtenir.

Le manuscrit sera séparé en quatre chapitres.

Le premier chapitre va poser les bases théoriques nécessaires à la bonne compréhension de cette thèse. Cela commencera par un rapide historique de la microscopie acoustique en partant de la découverte de la piézoélectricité jusqu'à la caractérisation de propriétés mécaniques. Ensuite les principes de la microscopie acoustique et de son capteur focalisé seront présentés ce qui amènera à la mesure de propriétés mécaniques par signature acoustique. Les défauts de cette méthode seront mis en évidence, notamment son temps de mesure important.

Le deuxième chapitre rentrera plus en détails dans le fonctionnement d'un capteur focalisé monoélément. Dans un premier temps, son protocole de fabrication sera explicité. La réalisation des capteurs s'appuie en partie sur les méthodes de salle blanche proposées par l'université et sur un atelier spécialisé dans la fabrication de capteur avec l'aide précieuse de Yannick Launay, Technicien à l'IES. Deux modèles seront ensuite présentés. L'un permet de modéliser le champ rayonné par le capteur, l'autre les signatures acoustiques théoriques du capteur. Les deux modèles seront comparés aux résultats de leur contrepartie expérimentale, respectivement la vibrométrie laser et la signature acoustique pratique.

Le troisième chapitre se basera sur le fonctionnement d'un capteur monoélément pour dimensionner un capteur multiélément destiné à discriminer les modes de surface d'un matériau de ses réflexions spéculaires. Le modèle de rayonnement du deuxième chapitre sera adapté au capteur multiélément pour proposer un design de multiélément.

Le quatrième et dernier chapitre s'attardera sur le fonctionnement théorique et pratique du capteur multiélément dans le domaine temporel. Le modèle de signature acoustique sera ici étendu à ce domaine et appliqué au capteur multiélément. La méthode de mesure des propriétés mécaniques par ce capteur sera introduite et des résultats expérimentaux seront comparés aux résultats simulés. Ce chapitre proposera également un protocole d'imagerie de propriétés mécaniques.

# Chapitre I : La microscopie acoustique

## 1. Introduction

Ce premier chapitre présentera tout d'abord l'émergence de la microscopie acoustique comme moyen de caractérisation. Le principe de fonctionnement d'un microscope sera ensuite introduit avant de détailler la sonde acoustique focalisée qui lui est associé. Cela amènera à une description de certains modes de propagation acoustique qu'il est possible de générer en microscopie acoustique et notamment d'un mode de surface, l'onde de Rayleigh, qui permet une estimation des propriétés mécaniques d'un matériau. La dernière partie de ce chapitre s'attardera sur l'imagerie de propriétés mécaniques et expliquera pourquoi actuellement il est seulement possible d'obtenir des images qualitatives de propriétés mécaniques par microscopie acoustique. Cela permettra d'introduire la problématique de cette thèse : autoriser l'imagerie quantitative de propriétés mécaniques en développant un capteur adapté.

## 2. Un peu d'histoire

### 2.1. De la piézoélectricité à la microscopie acoustique

Les débuts de l'acoustique comme moyen de caractérisation sont très récents comparés à d'autres domaines tels que l'optique. Il a fallu attendre le 19<sup>e</sup> siècle avec l'invention du stéthoscope [Grellet-83] et la découverte de la piézoélectricité par P. et J. Curie qui permet de transformer une énergie électrique en une force par le biais d'une déformation [Curie-1881] pour commencer à envisager d'utiliser le son comme moyen de caractérisation. Cependant, le son se comporte comme une onde dont le comportement a en partie été décrit avec un formalisme similaire à celui de l'optique. De ce fait, beaucoup de lois d'optiques sont applicables en acoustique avec notamment un grand nombre de propriétés de la microscopie telles que la réflexion ou la réfraction [Newton-1704].

L'émergence de la microscopie acoustique est beaucoup plus tardive que la microscopie optique. Après la découverte de la piézoélectricité et l'avènement de l'électronique, ce n'est qu'en 1949 qu'est envisagé le premier microscope acoustique par S. Sokolov [Sokolov-49] avec comme perspective l'atteinte d'une résolution (inférieure au micromètre) comparable à celle de la microscopie optique. Le premier dispositif acoustique permettant d'effectuer de la microscopie avec une résolution proche de la dizaine de micromètre est l'œuvre de C.F. Quate et R.A. Lemons en 1973 [Quate-74, Lemons-79].

La perspective d'étudier un matériau ou une structure en profondeur, de manière non destructive et avec une résolution équivalente à celle de l'optique est très intéressante. Les domaines d'applications sont nombreux avec notamment la microélectronique [Zhang-07] et la métallurgie [Attal-90, Caplain-92] et, de plus, l'acoustique met en jeu un rayonnement non ionisant de faible puissance ce qui permet là encore des applications dans le biomédical [Hildebrand-81, Issouckis-86].

### 2.2. La découverte des ondes de surface

Le premier à observer un phénomène d'ondes de surface est I. Newton au 17<sup>e</sup> siècle dans son traité sur la lumière [Newton-1704]. En effectuant des expériences de propagation de la lumière à une interface d'un milieu possédant un indice de réfraction supérieure à un deuxième milieu et sous une incidence supérieure à l'angle de réflexion totale, il a constaté que certains rayons provenaient non pas du point d'incidence mais étaient décalés tout en étant parallèle aux rayons réfléchis.

Lord Rayleigh en 1885 mettra en évidence théoriquement les ondes acoustiques de surface [Rayleigh-1885]. Dans son article il prédit la propagation d'ondes à la « surface plane et libre d'un solide élastique isotrope homogène et infini ». Dès les années 1920, son nom sera donné aux ondes qu'il décrit.

Ces ondes de surfaces permettront à partir de 1950 de mesurer les propriétés mécaniques des matériaux par acoustique [Viktorov-67] et les années suivant l'invention du microscope acoustique (en 1973) de nombreux travaux [Wilson-77, Weglein-78, Atalar-78] amèneront à une méthode de mesure par microscopie acoustique en 1979 [Parmon-79]. La mesure de propriétés mécaniques par microscopie acoustique permet, outre son caractère non destructif, des résultats équivalents à ceux de la méthode plus traditionnelle de « flexion trois points » ou encore celle de l'indentation [Weglewski-13].

### 3. Principe de fonctionnement de la microscopie acoustique appliquée à de l'imagerie qualitative

Le principe de la microscopie acoustique est similaire à celui de la microscopie optique et est schématisé sur la Figure 1. Une onde acoustique va d'abord être générée en excitant électriquement un élément piézoélectrique et va se propager à l'intérieur d'une ligne à retard. A l'extrémité de cette ligne à retard, l'onde va être focalisée par une lentille acoustique avant de se propager dans un milieu couplant, généralement de l'eau, et atteindre l'échantillon à étudier. L'échantillon, placé à la focale acoustique de la lentille pour une étude de surface, va réfléchir cette onde. L'onde parcourra le trajet inverse (couplant, lentille, ligne à retard et transducteur) et le transducteur ultrasonore restituera un signal électrique image du signal acoustique qu'il recevra.

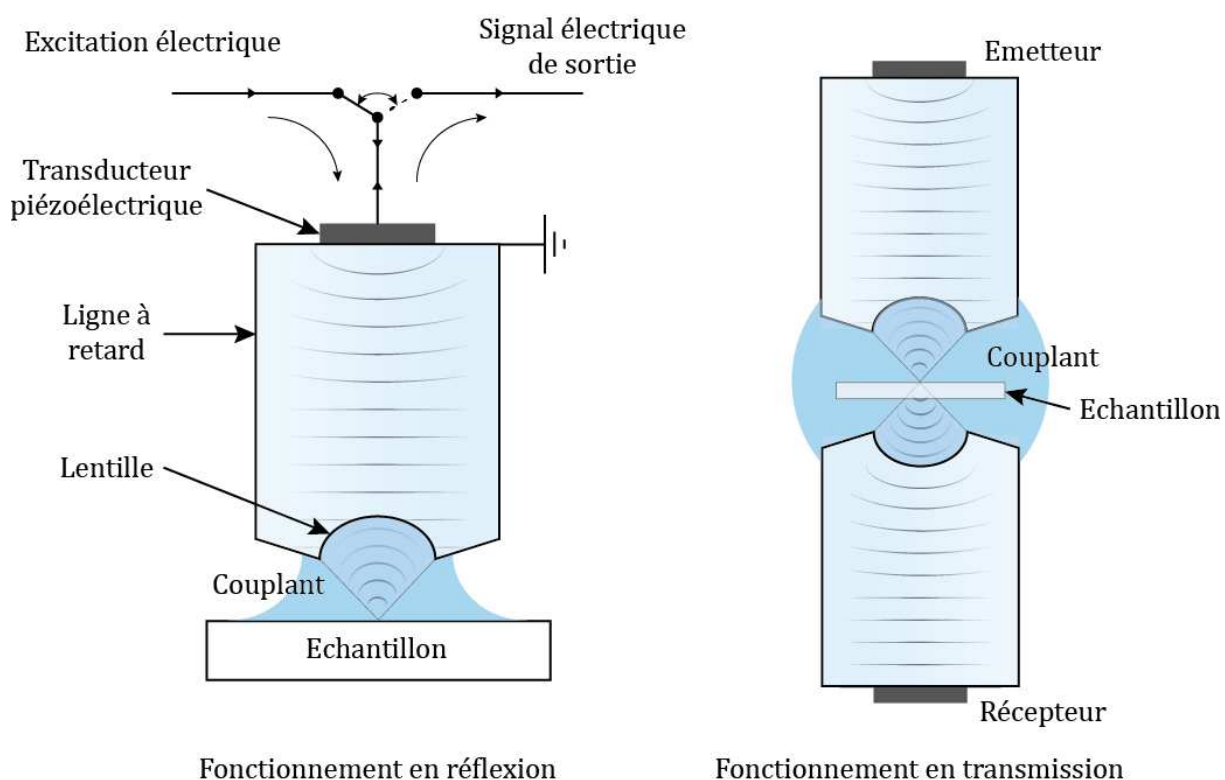


Figure 1 : Principe de fonctionnement de la microscopie acoustique en réflexion (à g.) et en transmission (à d.).

Il existe aussi un mode de fonctionnement en transmission où l'onde acoustique qui traverse l'échantillon est récupérée par un deuxième capteur. Ce mode de fonctionnement en transmission donne des résultats similaires au fonctionnement en réflexion mais au prix d'une installation plus complexe (deux capteurs sont nécessaires). Un premier avantage de ce mode est de permettre une amplification des signaux réceptionnés sans être gêné par le bruit des multiples allers-retours dans la ligne à retard. Un deuxième avantage est lié au principe de transmission : alors qu'en réflexion l'épaisseur d'étude possible dans le matériau

est déterminée par les dimensions de la lentille, en transmission avec un système confocal cette épaisseur d'étude est doublée.

### 3.1. Etude qualitative et topographique en réflexion

L'amplitude de la réflexion qui s'opère à la surface d'un matériau permet de différencier des matériaux possédant des impédances acoustiques différentes en fonction de cette amplitude. En effet, suivant la différence d'impédance acoustique entre le couplant et le matériau, l'énergie réfléchie change. L'expression générale du coefficient de réflexion en amplitude  $R$  à l'interface entre un milieu d'impédance  $Z_1$  et un milieu d'impédance  $Z_2$  non rigide est présentée par la formule (I.1). Pour cette dernière, l'incidence est supposée normale.

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (I.1)$$

En considérant maintenant un seul échantillon et en étant focalisé en un point référence de sa surface, des déplacements suivant un plan permettront de réaliser une topographie de cet échantillon. En fonction de la variation de la hauteur des points de ce plan par rapport au point focal de référence, une information temporelle sera récupérable. Cette information est liée aux différents temps de vols que présentera l'onde acoustique. Une connaissance de la vitesse  $c_{couplant}$  de l'onde acoustique dans le couplant permettra de remonter à la différence de hauteur :

$$\Delta d = \frac{c_{couplant} \times (t_1 - t_0)}{2}. \quad (I.2)$$

La précision dépendra de la résolution verticale, donc de la longueur d'onde du signal (et par extension de sa fréquence) et de la résolution temporelle des instruments de mesure. De même, la résolution de la topographie dépendra de la résolution latérale du point focal. Les résolutions latérales et verticales seront définies par la suite.



## 4. Le capteur de la microscopie acoustique

### 4.1. Structure

La Figure 2 présente la structure générale d'un capteur acoustique destiné à la microscopie. Sur cette structure, différents éléments sont présents. L'élément actif, ici composé de Niobate de Lithium, est entouré sur sa face arrière par un dos acoustique et sur sa face avant par la ligne à retard. Chacun de ces éléments est indispensable au bon fonctionnement du capteur. Ils sont séparés par différentes couches, métalliques ou de colle. La lentille est gravée dans la ligne à retard.

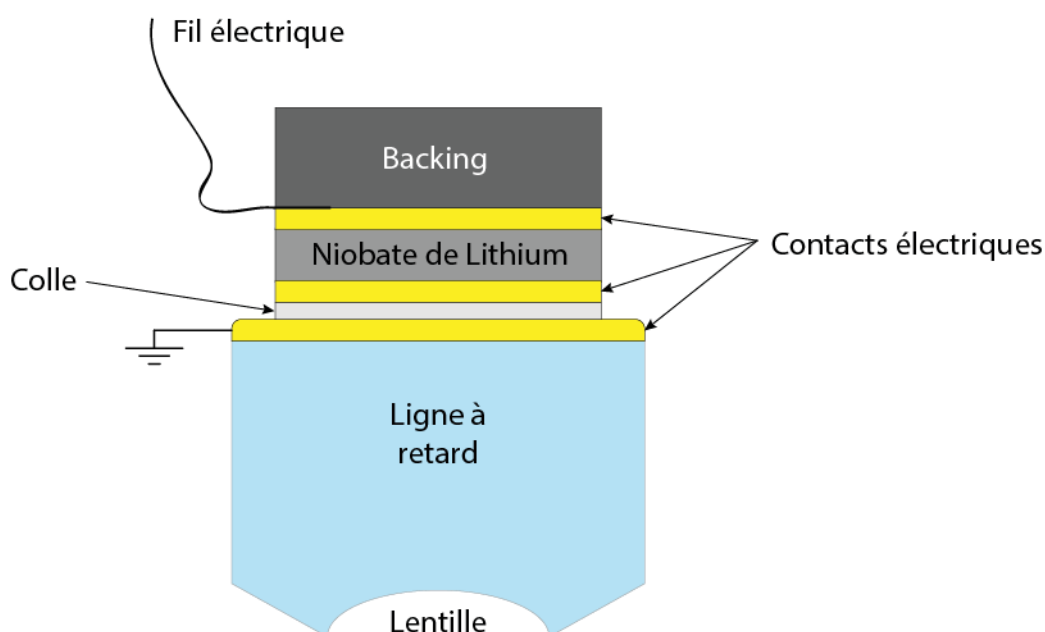


Figure 2 : Structure d'un capteur appliqué à de la microscopie acoustique.

Le matériau piézoélectrique que nous utilisons est constitué de Niobate de Lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Cet élément piézoélectrique est tout d'abord métallisé sur ses deux surfaces, en général par une couche d'Or pour ses propriétés électriques présentant un contact ohmique de faible impédance. Ces deux couches vont avoir le rôle d'électrodes électriques permettant l'application d'un champ électrique de part et d'autre du transducteur pour le faire vibrer.

Le barreau de Silice qui sert de support au transducteur est lui aussi métallisé sur sa surface en contact avec la pastille piézoélectrique. Cette métallisation en Or également est nécessaire pour permettre la récupération de l'électrode électrique inférieure du transducteur par effet capacitif. Le transducteur et la ligne à retard sont collés par une très fine couche de colle et seul restera cet effet capacitif permettant de ramener l'électrode inférieure du transducteur sur le barreau de Silice. La section du barreau de Silice est supérieure à celle du transducteur pour permettre la fixation du fil de masse.

Sur la partie arrière du transducteur métallisé est fixé un fil électrique sur chaque électrode. Ce fil, ainsi que le transducteur sont recouverts par un dos acoustique (aussi appelé « backing » en anglais). L'intérêt de ce backing est double, il permet à la fois d'améliorer la bande passante du capteur au détriment de sa sensibilité et d'atténuer grandement les ondes qui le traversent et pourraient venir bruyier la mesure. Cela est rendu possible en prenant un matériau d'impédance proche de celle de l'élément piézoélectrique dans lequel des particules diffractantes sont présentes. Si le backing utilisé possède une impédance très différente de celle de l'élément piézoélectrique, la réflexion à l'interface sera très importante. Ainsi, l'énergie réfléchiée par cette interface entretiendra la résonance du transducteur dans le temps, ce qui impliquera une faible bande passante. De plus, une grande différence d'impédance permettra, en réception, de limiter la perte d'énergie dans le backing d'où une meilleure sensibilité. Cela est aussi valable en cas d'absence de backing puisque l'impédance de l'air est très faible devant celle de l'élément. Cependant, Il est souvent plus judicieux d'avoir une grande bande passante pour avoir des échos temporels courts notamment dans un objectif de séparation d'échos issus de matériaux multicouches. Enfin, l'ajout de particules diffractantes dans le backing n'a vocation qu'à augmenter son atténuation [Sayer-84, Grewe-90].

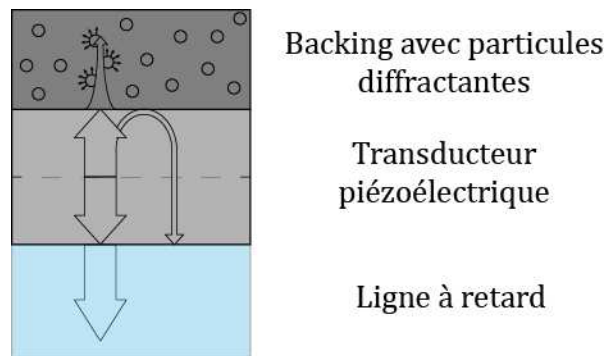


Figure 3 : Rôle du dos acoustique (backing).

## 4.2. Excitation de l'élément piézoélectrique

### 4.2.1. Fréquences de vibration d'un élément piézoélectrique

Un élément piézoélectrique d'une certaine épaisseur possède plusieurs fréquences de résonances qu'il convient d'identifier.

Pour des fréquences basses ( $f < 100$  MHz), l'effet mécanique des électrodes est négligeable du fait de leur très faible épaisseur devant celle de l'élément piézoélectrique et, par extension, devant celle de la longueur d'onde. Ainsi, cela permet d'écrire l'impédance électrique d'un transducteur [Royer-99] :

$$Z_e = \frac{1}{iC_0\omega} \left( 1 + \frac{K^2}{\varphi} Z_p \frac{2Z_p(1 - \cos \varphi) - i(Z_1 + Z_2)\sin \varphi}{-(Z_p^2 + Z_1Z_2)\sin \varphi + iZ_p(Z_1 + Z_2)\cos \varphi} \right). \quad (I.3)$$

$Z_1$  et  $Z_2$  sont les impédances élastiques des milieux adjacents,  $Z_p$  est celle du matériau piézoélectrique avec  $K$  son facteur de couplage électromécanique. L'angle  $\varphi$  vaut  $\omega d/V_p$  soit la pulsation multipliée par l'épaisseur du matériau piézoélectrique divisée par la vitesse de propagation des ultrasons dans ce dernier.

Pour simplifier les calculs, considérons un transducteur libre simplement métallisé, non chargé  $Z_1 = Z_2 = 0$ , et sans prendre en compte les pertes. L'impédance électrique devient :

$$Z_e = \frac{1}{iC_0\omega} \left( 1 - K^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega d}{2V_p}\right)}{\frac{\omega d}{2V_p}} \right). \quad (1.4)$$

Le module de l'admittance  $Y_e = 1/Z_e$  pour un transducteur de Niobate de Lithium de 125  $\mu\text{m}$  d'épaisseur est tracé sur la Figure 4. Plusieurs résonances apparaissent et peuvent se classer par paire. L'admittance vaut zéro pour tout multiple impair de la fréquence  $f_a = V_p/2d$  qui sera qualifiée de fréquence d'antirésonance. Elle est infinie pour toute fréquence de résonance  $f_r$  telle que :

$$K^2 \tan\left(\frac{\pi f_r^{(n)}}{V_p} d\right) = \frac{\pi f_r^{(n)}}{V_p} d. \quad (1.5)$$

Le coefficient de couplage  $k_t^2$  d'un élément piézoélectrique est déterminé à partir des fréquences de résonances et d'antirésonances par la relation [Gaboriaud-04]:

$$k_t^2 = \frac{\pi^2}{4} \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2}. \quad (1.6)$$

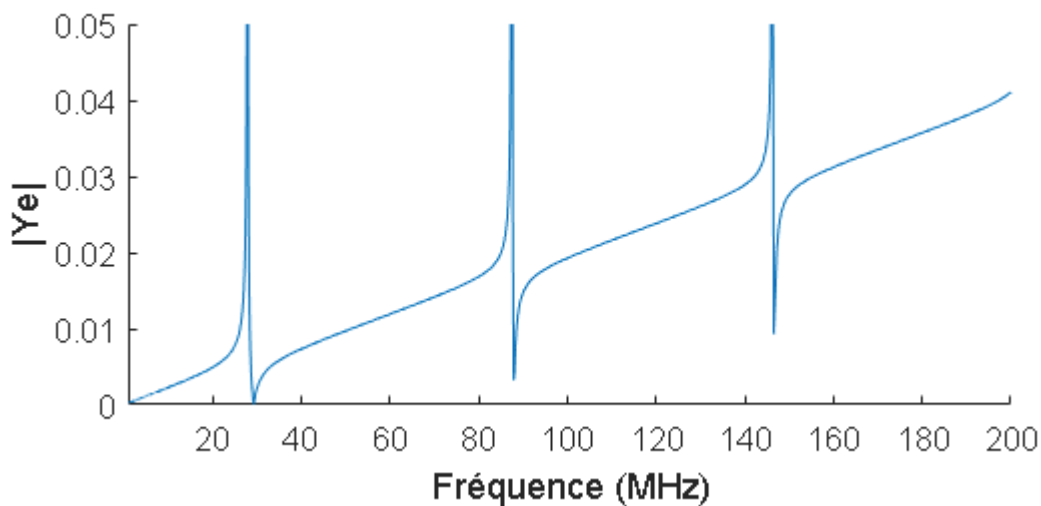


Figure 4 : Admittance d'un élément piézoélectrique libre. Le matériau est du Niobate de Lithium avec comme vitesse de propagation  $V_p=7331\text{m.s}^{-1}$  dans le plan 001, une épaisseur  $d=125\text{ }\mu\text{m}$ , une capacité statique  $C_0=31.5\text{pm/V}$  et un coefficient de couplage  $K^2=0.113$ .

Ainsi, pour un matériau donné, seule une modification de son épaisseur pourra modifier ses fréquences de résonance. Les fréquences de résonances sont souvent considérées comme les fréquences fondamentales de vibration des transducteurs piézoélectriques :

$$f_r^{(n)} \simeq (2n+1)f_a = (2n+1)\frac{V_P}{2d}. \quad (1.7)$$

Il est cependant toujours possible de favoriser une des fréquences de résonance par adaptation d'impédance.

#### 4.2.1. Modes d'excitations

Différents modes d'excitation de l'élément piézoélectrique existent pour générer une onde acoustique en microscopie acoustique, parmi lesquels le mode de train d'ondes et le mode impulsionnel. Le train d'onde consiste en un signal mono-fréquentiel de plusieurs périodes, proche d'une impulsion de Dirac dans l'espace fréquentiel. A l'inverse, le mode impulsionnel est, idéalement, une impulsion de Dirac dans l'espace temporel soit un spectre uniforme dans l'espace des fréquences. La Figure 5 montre les deux types d'excitation en temporel et en fréquentiel au niveau du transducteur (en prenant en compte sa bande passante).

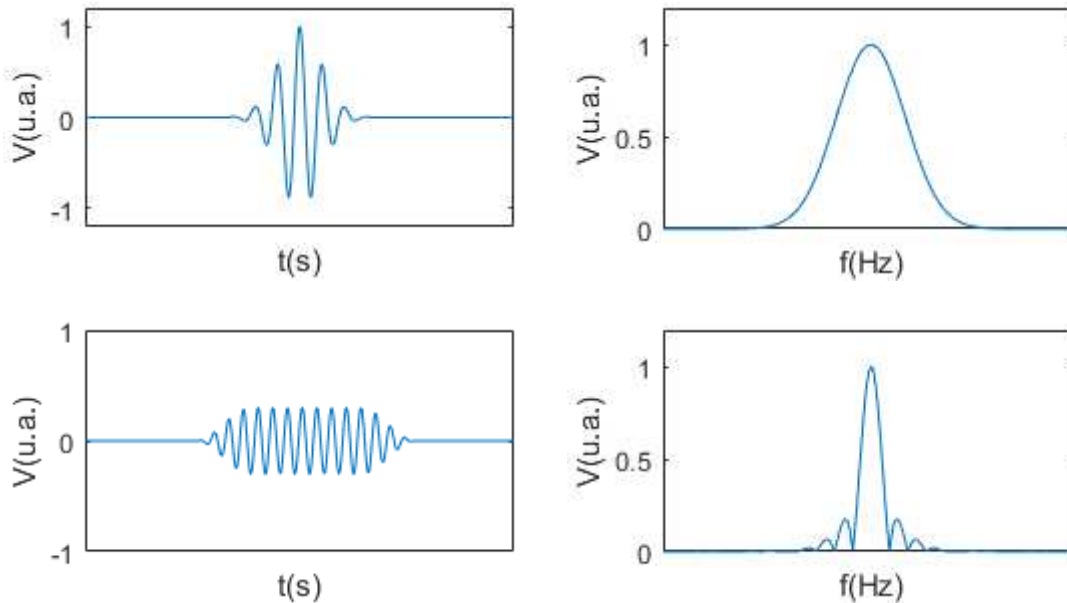


Figure 5 : Signal électrique théorique d'excitation en mode impulsionnel (en haut) et en mode de train d'ondes (en bas), dans l'espace temporel (à g.) et fréquentiel (à d.).

Le mode train d'onde excite principalement une bande passante très étroite centrée autour d'une fréquence. Malgré cette bande passante étroite, ce mode permet d'injecter un maximum de puissance à la fréquence choisie, généralement le mode de résonance dominant du transducteur. Cela autorise une génération d'ondes acoustiques de plus grande amplitude que celle résultante d'une excitation impulsionnelle (à énergie d'excitation

équivalente). Un des intérêts de ce mode, à travers son rendement en puissance, est de pouvoir effectuer des études quantitatives de haute précision, nous y reviendrons dans la partie 5.2 de ce premier chapitre.

Toujours en mode train d'onde, un traitement plus spécifique au niveau de la phase du signal de sortie est possible [Despaux-93]. Ainsi le temps de vol de l'onde est mesuré précisément grâce à la phase du signal. Cela permet une très grande sensibilité en termes de mesure de la variation de hauteur. Evidemment, ce traitement est complémentaire avec le traitement temporel cité précédemment. La phase étant  $2\pi$  périodique, il n'est correctement applicable qu'à des variations de hauteur inférieures à la longueur d'onde sans un comptage des rotations de phase.

Le mode impulsionnel quant à lui sera préféré pour de l'analyse d'échantillons en profondeur ou pour de la détection de défauts. Son signal temporel bref permet une discrétisation des différents échos de structure complexes ou de structures multicouches. Ce mode est privilégié pour effectuer des mesures de temps de vol appliqué à des mesures de distances et d'épaisseurs en connaissant la vitesse des ultrasons dans le matériau étudié, et inversement.

### 4.3. Focalisation

La haute résolution de la microscopie acoustique est permise par la focalisation induite par la lentille acoustique en extrémité de ligne à retard. Le principe de cette lentille acoustique est le même que pour une lentille optique. Le rapport des vitesses de propagation mises en jeu est cependant plus petit en acoustique. En optique, l'interface air-verre d'un dioptre amène un rapport de  $c_2/c_1 = 2 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1} / 3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1} = 0.667$  là où en acoustique l'interface verre-eau de la lentille donne un rapport plus petit :  $c_2/c_1 = 1500 \text{ m.s}^{-1} / 6000 \text{ m.s}^{-1} = 0.25$ . C'est ce rapport qui détermine l'importance de « l'aberration sphérique », phénomène bien connu qui étale le point focal, autant latéralement que dans l'axe de propagation. Ceci est dû aux rayons issus de la lentille qui ne se focalise pas tous au même endroit. Ce phénomène est représenté sur la Figure 6 qui schématise les rayons provenant d'une lentille sphérique. Les rayons paraxiaux (proches du centre) convergent à des distances plus grandes que les rayons provenant du bord de la lentille.

Une lentille avec une faible ouverture sera préférée pour étudier un matériau ou une structure en profondeur, au détriment de la résolution. En effet, plus l'ouverture d'une lentille sera petite, moins elle sera focalisée et plus sa distance de focalisation sera éloignée. Inversement, une lentille possédant une grande ouverture sera privilégiée lorsqu'une grande résolution sera recherchée en surface ou sous-surface d'un matériau.

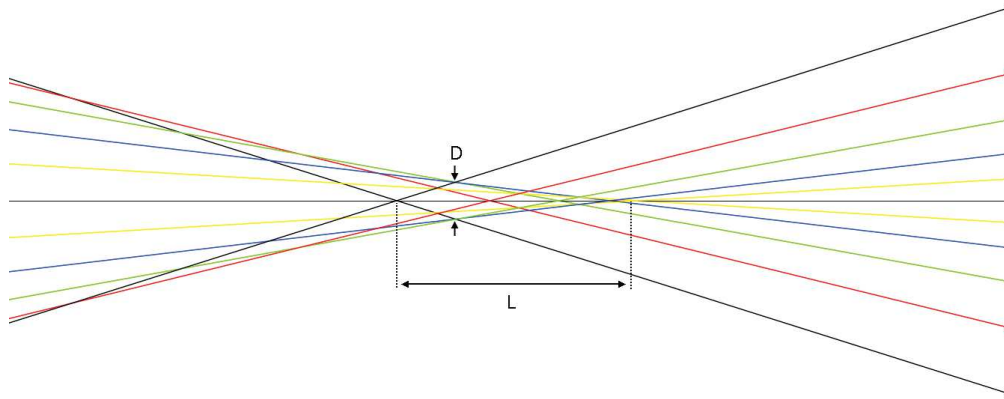


Figure 6 : Tracés des rayons provenant d'une lentille, en son point focal.  $D$  représente le diamètre minimal de la tache focale,  $L$  sa longueur dans son axe de propagation.

#### 4.3.1. Résolution de la tache focale

Soient deux lentilles identiques de rayon  $R = 1 \text{ mm}$  et d'ouverture  $\theta = 30^\circ$ , chacune appliquée soit au cas optique soit au cas acoustique. Le tracé des rayons issus de la lentille donne des diamètres  $D$  de tache focale respectivement de  $10 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ . L'aberration sphérique est donc plus importante en optique et il est nécessaire d'associer plusieurs lentilles afin de réduire ce phénomène qui est un facteur limitant de l'optique. À l'inverse, le phénomène limitant en acoustique n'est pas l'aberration sphérique mais la diffraction. Il faut tenir compte de cet effet qui augmente la tache focale d'une quantité définie par la relation  $0.61 \times \lambda / \sin(\alpha_M)$  en optique et par  $0.51 \times \lambda / \sin(\alpha_M)$  en acoustique [Kino-80],  $\lambda$  représente la longueur d'onde et  $\alpha_M$  est l'ouverture de la lentille. Cette diffraction vaut approximativement  $1 \mu\text{m}$ , pour une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$ , qui peut être négligée devant l'aberration sphérique de  $10 \mu\text{m}$  en optique mais pas devant celle de  $1 \mu\text{m}$  de l'acoustique. Ainsi une augmentation de la fréquence réduit la diffraction et améliore significativement la résolution en acoustique. Un phénomène limitant est cependant à prendre en compte : celui de l'atténuation des ondes ultrasonores. Celle de l'eau ( $191 \text{ dB m}^{-1} \text{ Hz}^{-2}$  à  $25^\circ\text{C}$  [Greenspan-72]) qui est généralement utilisée comme couplant est proportionnelle au carré de la fréquence d'où une atténuation de 100 dB pour chaque décade en fréquence. Cette augmentation de l'atténuation est en partie compensée en diminuant les dimensions de la lentille pour réduire la distance traversée dans l'eau entre le fond de la lentille et la surface du matériau. Cependant pour des capteurs focalisés de 600 MHz, le diamètre apparent de la lentille est déjà inférieure aux  $200 \mu\text{m}$  ce qui rend compliqué la fabrication de tels dispositifs. En pratique, le gigahertz reste une limite qu'il est compliqué de dépasser.

Les contraintes liées à l'atténuation ont été contournées par J. Heiserman [Heiserman-80] qui s'est servi des propriétés de l'hélium superfluide (à une température inférieure à  $2^\circ\text{K}$ ) pour l'utiliser comme couplant. En effet, en état de superfluidité, l'hélium perd en atténuation et permet l'emploi de fréquences dépassant le Gigahertz. Cela a permis d'atteindre des résolutions inférieures au micromètre [Foster-83] jusqu'à atteindre les  $150 \text{ \AA}$  pour une fréquence de 15.3 GHz [Muha-1990]. Ces fréquences impliquent cependant une

attention toute particulière à l'électronique pour garder un bon rapport signal sur bruit [Hadimioglu-84]. Bien entendu, les conditions expérimentales nécessaires à l'utilisation de superfluides comme couplant rendent la microscopie acoustique très complexe, d'où le peu de travaux sur ce sujet.

### 4.3.2. Tache d'insonification

Si la tache focale est de l'ordre du micromètre dans les conditions détaillées ci-dessus, il est parfois nécessaire de se défocaliser pour effectuer une image à l'intérieur d'une structure ou pour exciter certains modes d'un matériau, notamment des modes de surface (dont nous parlerons dans la prochaine partie). Dans ce dernier cas, il n'est plus possible de parler de tache focale mais plutôt de tache d'insonification à la surface du matériau. Comme le montre la Figure 7, le diamètre  $D$  de cette tache peut être calculé en fonction de la hauteur de défocalisation  $H$  et de d'ouverture de la lentille  $\alpha_M$  par la relation trigonométrique :

$$D = 2H \times \tan(\alpha_M). \quad (1.8)$$

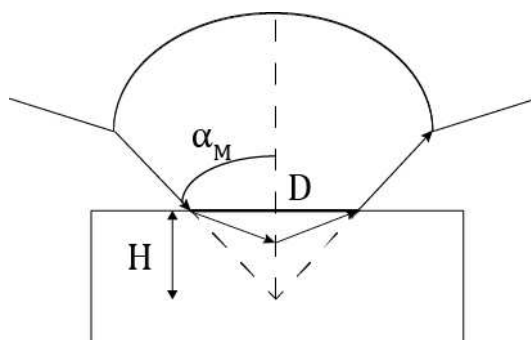


Figure 7 : Tache d'insonification.

## 5. Etude de propriétés mécaniques par microscopie acoustique

Les parties précédentes se sont attardées principalement à décrire le fonctionnement du microscope acoustique appliqué à de l'étude qualitative. La microscopie acoustique est cependant aussi un moyen de caractériser un matériau en utilisant les modes de propagation acoustique générés par la lentille à l'intérieur de celui-ci. Cette partie va décrire comment cette caractérisation est possible.

### 5.1. Modes de propagation acoustique dans les solides et les fluides

La caractérisation d'un matériau par microscopie acoustique se base principalement sur deux modes de propagation : les modes de volume et les modes de surface. Ils dépendront de l'isotropie des matériaux qu'il est pratique de représenter sous la forme de surface des lenteurs.

#### 5.1.1. Modes de volume

Les modes de volume mettent en jeu des perturbations dans un matériau qui feront vibrer tout ou partie de son volume. Ces modes sont principalement longitudinaux ou transversaux. Les premiers sont dus à des ondes de compression qui impliquent une variation locale de densité. Leur polarisation est parallèle à l'axe de propagation. Les seconds amènent un déplacement de particules sans variation de densité dans les directions perpendiculaires à celle de propagation d'où une polarisation elle aussi perpendiculaire à la propagation de l'onde. Les déplacements particuliers de ces deux modes sont montrés sur la Figure 8. Dans un fluide tel que l'eau, seules des ondes longitudinales peuvent se propager.

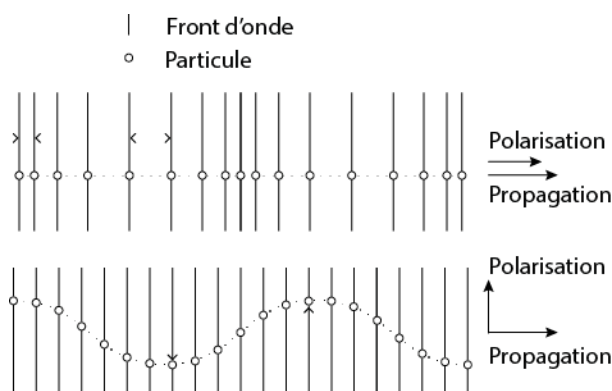


Figure 8 : Ondes de compression (en haut) et de cisaillement (en bas) propres aux modes longitudinaux et transverses.

#### 5.1.2. Isotropie et anisotropie d'un solide

Un solide est défini comme isotrope lorsque ses caractéristiques sont les mêmes dans toutes les directions. Cela se traduit par des vitesses de propagation égales dans toutes les



directions pour les ondes longitudinales et pour les ondes transverses. En général, la vitesse de ces dernières est légèrement supérieure à la moitié de celle des ondes longitudinales.

A l'inverse, un solide est défini comme anisotrope lorsque ses caractéristiques sont différentes suivant la direction de propagation. La polarisation d'une onde n'est plus obligatoirement parallèle ou perpendiculaire à cette direction. Il n'y a plus une onde longitudinale et une onde transversale mais une onde quasi longitudinale et deux ondes quasi transversales.

### 5.1.3. Surface des lenteurs

Un bon moyen de représenter les ondes qui se propagent dans un matériau est de tracer sa surface des lenteurs. Ce sont les vecteurs lenteurs des ondes qui peuvent se propager dans un plan (en général dans le plan d'une onde incidente) et dont le module vaut l'inverse de la vitesse de propagation. La Figure 9 montre les surfaces des lenteurs de deux matériaux, le premier isotrope et le deuxième anisotrope.

Dans le cas de matériaux isotropes, la surface des lenteurs prend la forme de deux cercles de lenteur, celui de plus petite lenteur pour l'onde longitudinale et celui de plus grande lenteur pour l'onde transversale. Pour des matériaux anisotropes, la surface des lenteurs possède des formes plus complexes. Jusqu'à trois ondes seront différenciables, l'onde quasi longitudinale, pour la plus petite lenteur, et les deux ondes quasi transversales pour les deux lenteurs les plus grandes.

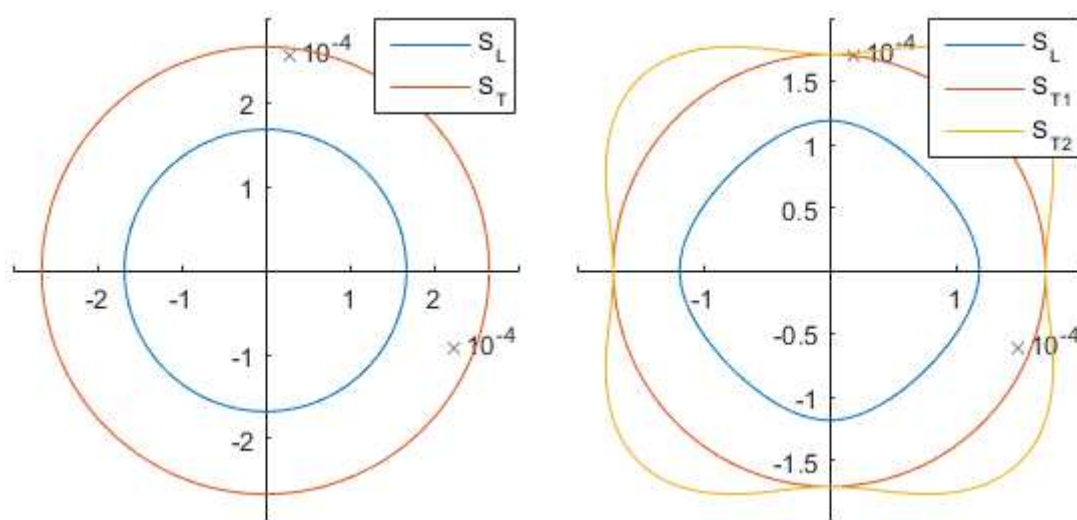


Figure 9 : Surface des lenteurs  $S$  en  $\text{s.m}^{-1}$  d'un milieu isotrope (Silice, à g.) et d'un milieu anisotrope (silicium, à d.) dans le plan (001).

En représentant les surfaces des lenteurs d'une interface, il est possible de tracer les différents rayons incidents, réfléchis et réfractés comme le montre la Figure 10. La direction de propagation des différentes ondes s'en déduit en traçant la normale à la surface des lenteurs.

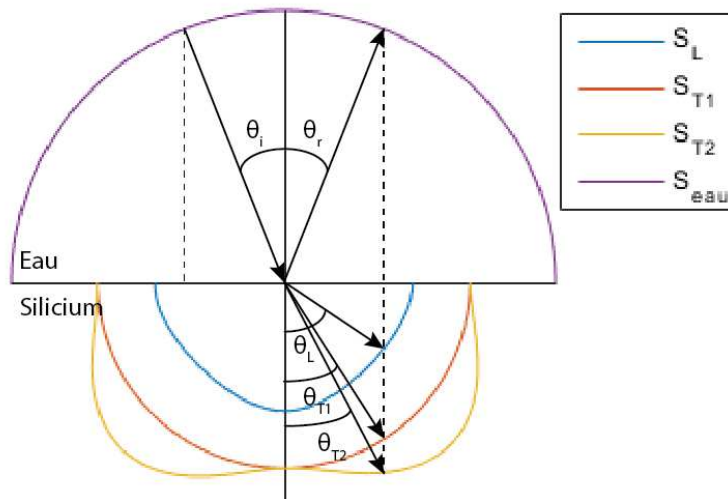


Figure 10 : Réfraction à une interface eau-Silicium. Le schéma n'est volontairement pas à l'échelle pour en faciliter sa compréhension.

#### 5.1.4. Modes de surface

Les lois de Snell-Descartes sont applicables aux ondes acoustiques. Pour une interface couplant-matériau, dans le cas où l'impédance acoustique du matériau est supérieure à celle du couplant, l'angle limite de réfraction pour lequel il n'y a plus de transmission en ondes de volumes est présent. Il y a deux angles limites, un premier pour l'onde longitudinale et un deuxième pour l'onde transverse. De plus, dans le cas de certains matériaux, notamment les solides isotropes, il existe un angle appelé angle de Rayleigh, supérieur aux deux angles limites, où l'onde longitudinale de surface et l'onde transverse de surface vont se combiner pour donner naissance à une troisième onde de surface : l'onde de Rayleigh. L'onde de Rayleigh est une combinaison à la fois d'une onde de compression et d'une onde de cisaillement d'où un déplacement elliptique de particules représenté sur la Figure 11.

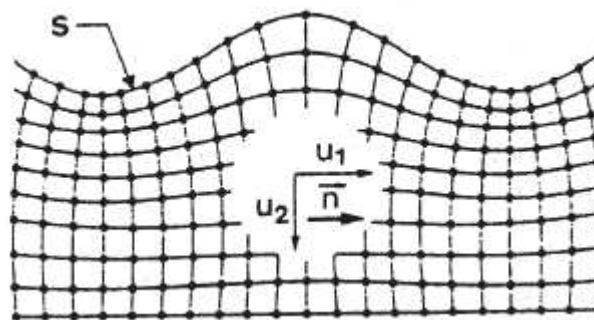


Figure 11 : Déplacement particulière dû à une onde de Rayleigh [Royer-97].  $S$  est la surface du matériau,  $u_1$  et  $u_2$  représentent les polarisations respectives des ondes longitudinale et transverse. L'onde de surface se propage dans le sens  $\vec{n}$ .

Pour un solide isotrope semi-infini, la vitesse de Rayleigh peut se calculer à partir de l'équation de l'onde de Rayleigh qui s'écrit [Royer-06] :

$$p^3 - 8p^2 + 8(3 - 2\tau)p - 16(1 - \tau) = 0, \quad (I.9)$$

avec  $p = \frac{V^2}{V_T^2}$  et  $\tau = \frac{V_T^2}{V_L^2}$ ,  $V_L$  et  $V_T$  étant respectivement la vitesse des ondes de volume longitudinale et transverse dans un matériau.

L'équation polynomiale (I.9) possède trois racines dont seule la racine  $p_R$ , comprise entre 0 et 1, permet de calculer la vitesse de Rayleigh  $V_R = V_T \sqrt{p_R}$ . La résolution de ce polynôme est cependant complexe et nécessite l'utilisation de méthode numérique. Beaucoup de travaux propose une approximation de la vitesse de Rayleigh [Achenbach-75, Nkemzi-96, Sudheer-17] dont notamment celle de I.A. Viktorov [Viktorov-67] :

$$V_R = V_T \frac{0.715 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}{0.75 - \left(\frac{V_T}{V_L}\right)^2}. \quad (I.10)$$

Une inversion de l'équation (I.10) et une estimation sur  $V_L$  permet d'obtenir  $V_T$ . Ces deux vitesses sont reliées au module d'Young d'un matériau caractérisant son élasticité par l'équation (I.11). Dans cette équation, la masse volumique  $\rho$  doit aussi être estimée.

$$E = \rho V_T^2 \frac{3V_L^2 - 4V_T^2}{V_L^2 - V_T^2}. \quad (I.11)$$

A partir de la vitesse  $V_R$ , il est possible de calculer l'angle d'incidence nécessaire à une onde acoustique afin de générer le mode de surface de Rayleigh. Prenons l'exemple d'une interface eau-Silice, avec comme célérité des ultrasons dans l'eau  $c_{eau} = 1480 \text{ m.s}^{-1}$  et la vitesse de Rayleigh dans la Silice  $c_R = 3422 \text{ m.s}^{-1}$ . En utilisant la relation de Snell-Descartes, l'angle de génération de l'onde de Rayleigh sur la Figure 12 vaut :

$$\theta_R = \sin^{-1} \left( \frac{c_{couplant}}{c_R} \right) = 25.6^\circ. \quad (I.12)$$

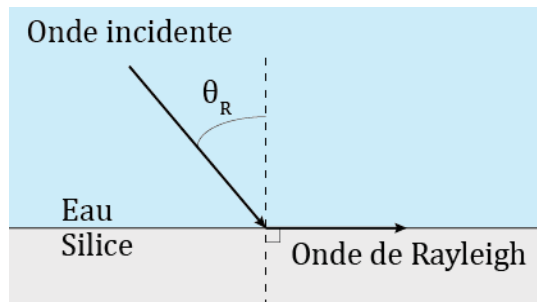


Figure 12 : Génération d'une onde de Rayleigh à une interface Eau-Silice.

## 5.2. Mesure de propriétés mécaniques à partir de la signature acoustique

La génération de modes de surface dans un matériau par une lentille autorise leur quantification. Cette quantification s'effectue principalement en récupérant les signaux de la sonde focalisée au cours de sa défocalisation dans le matériau, c'est-à-dire en se rapprochant du matériau.

### 5.2.1. Principe de la mesure

La Figure 13 illustre, d'après la théorie des rayons [Attal-92], les différents trajets possibles pour la génération et la réception d'ondes par une sonde lorsque cette dernière est focalisée à l'intérieur d'un matériau. Il y a tout d'abord le trajet de l'onde spéculaire, direct, qui donne une information topologique. Le deuxième trajet possible est celui de l'onde qui se propage à la surface, que nous appellerons onde de Rayleigh. Ce trajet est possible seulement pour des lentilles possédant un angle d'ouverture suffisant pour exciter le matériau sous l'angle de Rayleigh  $\theta_R$ . En attaquant le matériau sous cet angle, il y a génération d'une onde de Rayleigh qui va réémettre des ondes de volume dans le couplant au cours de sa propagation à la surface. La sélectivité de la lentille empêche la réception par l'élément piézoélectrique de tout autre trajet.

L'onde spéculaire et l'onde de Rayleigh vont ensuite se recombiner au niveau du transducteur ce qui va engendrer des interférences liées à leur différence de phase. Il y aura des interférences constructives ou destructives si les deux ondes sont en phase ou en opposition de phase. Leur phase respective dépendra du trajet parcouru par chacune et par conséquent dépendra de la focalisation. Ainsi, en regardant la variation de la tension de sortie du transducteur en fonction de la focalisation  $z$ , qui est appelée signature acoustique, il apparaît sur la Figure 14 une périodicité  $\Delta z$ . Cette périodicité est reliée à l'angle de génération de Rayleigh  $\theta_R$  par la formule [Attal-98] :

$$\Delta z = \frac{\lambda_0}{2 \times (1 - \cos \theta_R)}. \quad (I.13)$$

En appliquant la relation de Snell-Descartes, il est possible de remonter à la célérité des ondes de Rayleigh  $c_R$  :

$$\sin \theta_R = \frac{c_0}{c_R}. \quad (I.14)$$

Dans les équations (I.13) et (I.14) ci-dessus,  $\lambda_0$  et  $c_0$  sont respectivement la longueur d'onde et la célérité des ondes acoustiques dans le couplant.

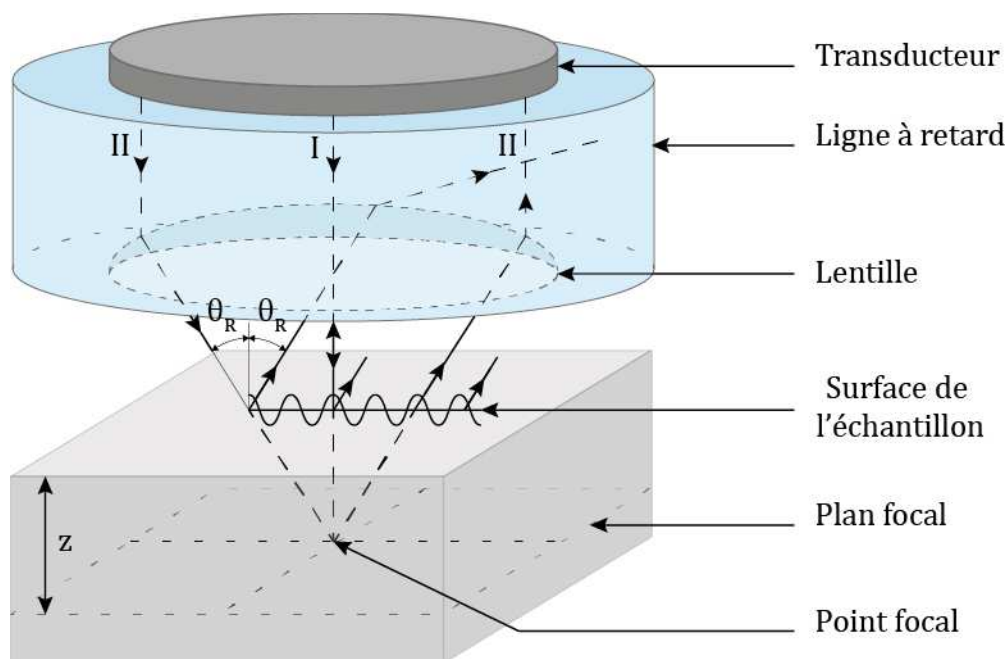


Figure 13 : Trajets acoustiques possibles avec une sonde focalisée. Le trajet I représente l'onde spéculaire et le trajet II est celui de l'onde de Rayleigh.

En mode train d'ondes, la durée importante des signaux mis en jeu permet une interférence entre l'onde spéculaire et l'onde de Rayleigh sur un grand nombre de période. La quantification de l'interférence est ainsi plus précise qu'en mode impulsionnel d'autant plus que la puissance injectée à la fréquence fondamentale permet un rapport signal sur bruit plus important que pour le mode impulsion. C'est pour cela que le mode train d'ondes est en général privilégié pour effectuer une quantification de propriétés mécaniques à partir d'une signature acoustique.

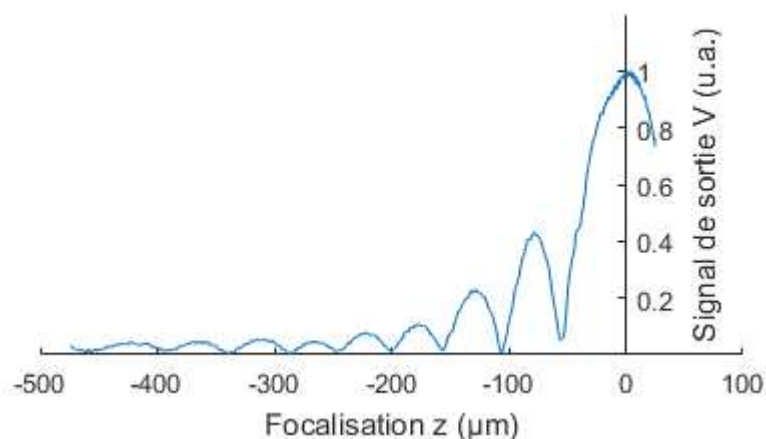


Figure 14 : Signature acoustique  $V(z)$  d'un échantillon de titane avec  $F=140$  MHz, un rayon de lentille  $r_{\text{lent}}=1$  mm et une ouverture suffisante pour générer l'onde de Rayleigh.

### 5.2.2. Précision de mesure

La Figure 15 montre, en utilisant la signature acoustique de la Figure 14, la vitesse de Rayleigh calculée en fonction de la profondeur de défocalisation. Cela met en évidence la nécessité d'avoir entre 7 et 8 périodes sur la signature acoustique ce qui correspond à une défocalisation de 350  $\mu\text{m}$  afin d'obtenir une vitesse de Rayleigh avec une précision inférieure à  $10\text{m.s}^{-1}$  [Laux-02].

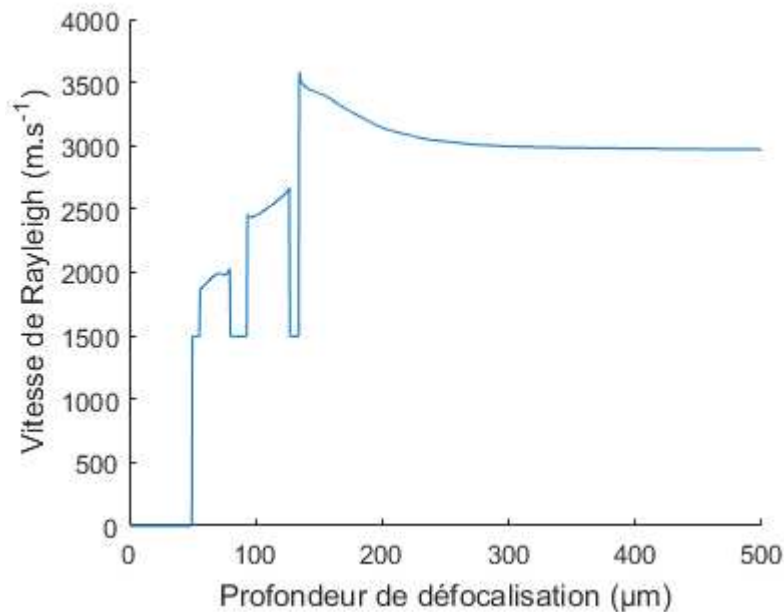


Figure 15 : Vitesse de Rayleigh calculée en fonction de la profondeur de défocalisation à partir de la signature acoustique de la Figure 14.

La résolution de la signature acoustique dépend de la défocalisation atteinte par le capteur comme le montre la Figure 7. En utilisant la relation (1.8) et pour un angle de Rayleigh  $\theta_R = 27^\circ$  sur le titane, la tâche d'insonification maximale (pour une focalisation à 350  $\mu\text{m}$  sous la surface) est de 272  $\mu\text{m}$ , soit très loin de la résolution théorique du capteur utilisé qui est proche de la dizaine de micromètres. De plus, la lentille étant sphérique, la mesure doit être considérée comme une moyenne des propriétés mécaniques dans la zone irradiée ne permettant pas de mettre en évidence une anisotropie du matériau.

Il reste possible de détecter l'anisotropie d'un matériau au moyen d'une lentille cylindrique [Kushibiki-85, Kushibiki-91, Ono-2000]. Le rayonnement de ce type de lentille se fait dans une seule direction, par contraste avec le rayonnement dans toutes les directions des lentilles sphériques, et une rotation du capteur est nécessaire pour quantifier les propriétés mécaniques dans toutes les directions. La lentille cylindrique ne possède pas une tache focale assimilable à un point ponctuel mais à une ligne. Cela n'est pas compatible avec de l'imagerie.

## 6. Vers de l'imagerie de propriétés mécaniques

Une fois compris le phénomène des interférences entre les ondes spéculaires et de Rayleigh, les images de propriétés mécaniques sont très rapidement apparues. L'imagerie qualitative découle directement de cette compréhension mais il n'est pas encore possible d'étendre la quantification ponctuelle à de l'imagerie quantitative comme nous allons le voir.

### 6.1. Imagerie qualitative

La réalisation d'une image qualitative de propriétés mécaniques se fait de façon rapide. Elle ne nécessite pas le procédé de la signature acoustique coûteux en temps qu'il faudrait appliquer à chaque point de l'image. Pour l'obtenir, il faut balayer l'échantillon en étant focalisé dans le matériau pour ensuite effectuer un traitement d'amplitude sur les signaux obtenus. En effet, la variation des propriétés mécaniques va changer le profil de la signature acoustique et va donc aussi changer la tension de sortie du transducteur. Si l'échantillon est plan, il devient alors possible de comparer directement l'amplitude de sortie du transducteur sur tous les points de l'image pour en sortir une image de contraste telle que présentée sur la Figure 16.

La signature acoustique étant périodique, une même tension de sortie peut correspondre à plusieurs valeurs de propriétés amenant à des contrastes similaires pour plusieurs de ces valeurs. Cela rend impossible tout étalonnage direct de l'image en effectuant des mesures ponctuelles sur les zones de contraste minimum et maximum. Il est cependant possible de distinguer les différents grains d'un matériau s'ils sont suffisamment grands devant la résolution du capteur défocalisé. Rien n'empêche alors d'effectuer des mesures de propriétés mécaniques sur chacun de ces grains par signature acoustique, mis à part la fastidiosité de la méthode.



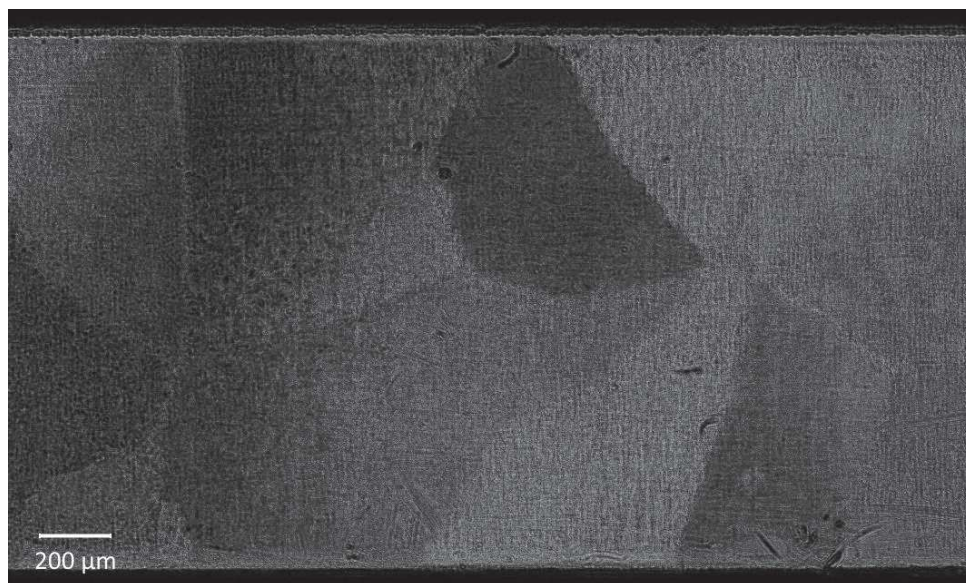


Figure 16 : Image qualitative de propriétés mécaniques d'un échantillon d'Aluminium poly-cristallin à une fréquence de 50 MHz.

## 6.2. Imagerie quantitative

D'un point de vue purement technique, la réalisation d'une image quantitative en utilisant la méthode de la signature acoustique n'est pas à rejeter. Il est tout à fait possible d'associer le déplacement moteur de l'axe z avec les balayages x-y de l'imagerie classique. Cependant, à l'énoncé de cette dernière phrase, on se rend compte que cela reviendrait à faire de l'acquisition de signaux en trois dimensions. Cela rend l'opération chronophage à un tel point que ce n'est actuellement pas envisageable de faire ce type d'image à grande échelle et avec une grande résolution.

Pour avoir un ordre d'idée, faire une image classique suffisamment résolue et avec un nombre de points correct ( $1000 \times 1000$ ) nécessite environ 30 minutes suivant les caractéristiques de la motorisation. Couplé avec la mesure de propriétés mécaniques, il faut multiplier ce temps par autant de focalisation que nécessaire. En prenant un minimum de 10 points par période [Shannon-49] sur la signature acoustique pour garantir une bonne précision, une image prend  $10 \text{ pts} \times 8 \text{ périodes} \times 30 \text{ min} = 40 \text{ h}$ . Evidemment, en pratique on préférera un nombre bien plus important de points par période pour obtenir une bonne précision.

Un dispositif classique ne permet donc pas de réaliser de l'imagerie de propriétés mécaniques. Les interférences entre l'onde spéculaire et l'onde de Rayleigh au niveau du transducteur rendent les mesures directes sur l'onde de Rayleigh complexes. Les échos de chacune des deux ondes ne sont pas différenciables sans utiliser un traitement du signal important. C'est pour cela qu'il a fallu repenser la sonde focalisée afin de permettre une différenciation physique des échos spéculaires d'une part et de Rayleigh d'autre part.



Pour séparer la réception des deux ondes, il y a deux axes possibles. Tout d'abord, prendre une sonde classique et empêcher l'onde spéculaire de se propager en occultant le centre de la lentille. Cette étude a déjà été réalisée dans le passé [Despaux-94] et il s'est avéré qu'il y a des phénomènes de diffraction à prendre en compte qui ne permettent pas le résultat attendu. Le deuxième axe consiste à agir, non plus en aval de la génération de l'onde par l'élément piézoélectrique, mais en amont en modifiant cet élément pour exciter seulement les modes qui nous intéressent.

C'est dans cette optique que va continuer cette thèse avec la conception d'un capteur multiélément. Il est cependant nécessaire de connaître les différentes étapes de réalisation d'un capteur monoélément ainsi que son rayonnement avant d'introduire l'aspect multiélément. Le prochain chapitre présentera plus en détail le capteur monoélément.

# Chapitre II : Le capteur monoélément

## 1. Introduction

Ce deuxième chapitre va s'intéresser au capteur classique en microscopie acoustique, c'est-à-dire monoélément. La première partie présentera les étapes de réalisation d'un capteur focalisé en partant de sa fabrication pour aller jusqu'à son adaptation d'impédance autorisant une injection de puissance optimisée dans l'élément piézoélectrique. La deuxième partie proposera un modèle de champ acoustique qui permettra d'obtenir le rayonnement d'un transducteur plan puis d'un capteur focalisé. Ce champ sera vérifié dans la troisième partie par vibrométrie laser dont le principe de fonctionnement sera présenté.

## 2. Réalisation d'un capteur pour microscopie acoustique

La fabrication du capteur multiélément se fait en plusieurs étapes. Nous avons tout d'abord des étapes préliminaires qui consistent en la préparation et la métallisation de la ligne à retard et du transducteur. Une fois ces étapes réalisées, il faut ensuite coller ces deux éléments ensemble avant de pouvoir graver les différentes électrodes. Il ne reste qu'à fixer les fils électriques sur les différentes électrodes et à déposer le dos acoustique. Une étape supplémentaire d'amincissement est aussi possible si l'épaisseur de l'élément piézoélectrique ne correspond pas à la fréquence souhaitée. Une attention toute particulière est portée sur l'alignement et le centrage de chacun des éléments. Le moindre décalage entre les éléments pourrait modifier le champ rayonné par chaque électrode sur la lentille et empêcher la discrimination de l'onde de Rayleigh et de l'onde spéculaire.

### 2.1. Préparation de la ligne à retard

#### 2.1.1. Polissage

La première étape dans la fabrication d'un capteur consiste en la préparation de la ligne à retard. Il faut dans un premier temps découper un barreau de Silice de longueur légèrement supérieure à celle visée. Vient ensuite une étape de polissage de la Silice sur une de ses extrémités pour atteindre la longueur désirée ainsi que pour obtenir un poli optique. C'est sur cette face que sera collé le transducteur et si le poli n'est pas correctement réalisé, cela peut entraîner une diffraction importante des ondes acoustiques traversant cette interface, et donc brouiller le signal. De plus, un parallélisme entre les deux faces de la ligne à retard est exigé. La variation de hauteur ne doit pas dépasser les quelques micromètres.

#### 2.1.2. Gravure de la lentille

Sur la deuxième face du barreau de Silice est gravée une lentille acoustique permettant une convergence du faisceau acoustique. Sa gravure est divisée en deux étapes : pointage et ébauche. Le pointage permet un début de gravure réalisé à l'aide de tours de perçage et d'alésage de précision pour être parfaitement centré. Il permet un placement initial de la tête de gravure pour ébaucher la lentille à l'aide d'outils diamantés. Ensuite, à l'aide d'outils spécifiques, la lentille est polie avec une finition de qualité optique. A la fin, aucune rayure ne doit figurer sur la lentille.

Les bords de la ligne à retard autour de la lentille sont ensuite arrondis de manière grossière, donc non poli, pour que les ondes acoustiques se propageant à cet endroit soient déviées hors de la zone de mesure. Les ondes qui reviennent à cet endroit seront totalement diffractées par la granulosité de la Silice non polie.

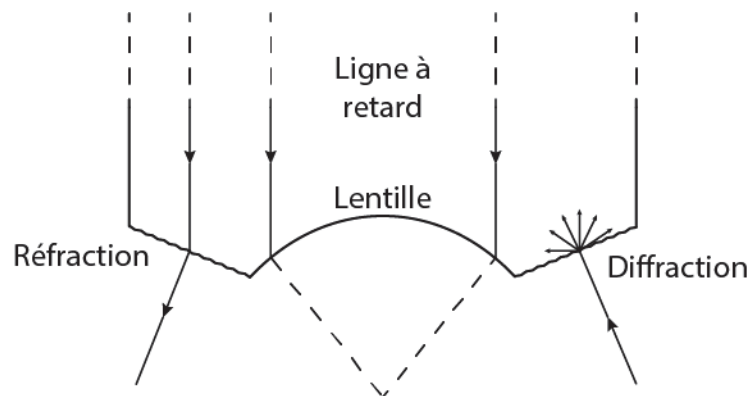


Figure 17 : Effets des bords de la lentille.

## 2.2. Métallisation du transducteur et de la ligne à retard par pulvérisation cathodique

La métallisation des deux faces du transducteur et de la ligne à retard est assurée par pulvérisation cathodique d'Or. Cette couche d'or de 200 nm permet d'assurer la conductivité électrique. L'épaisseur de métal est suffisamment fine pour être négligeable et ne pas avoir d'effet sur la vibration de la pastille piézoélectrique.

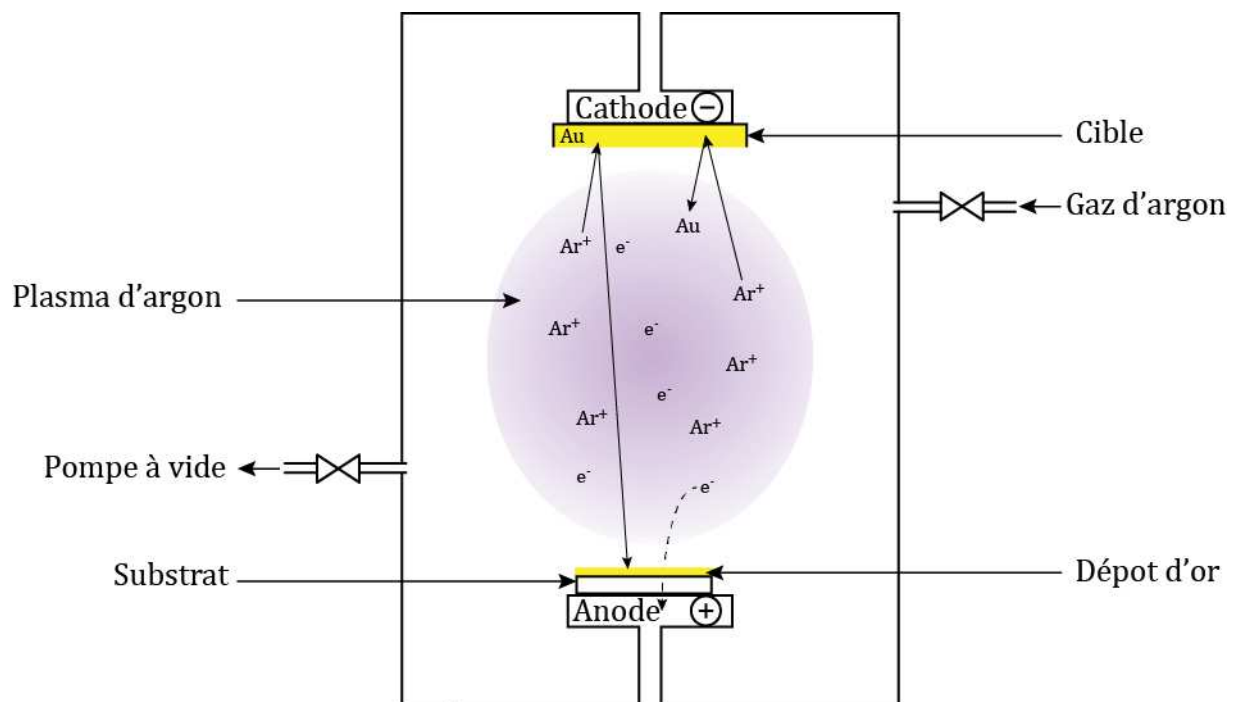


Figure 18 : Principe de la pulvérisation cathodique.

La pulvérisation cathodique est une méthode permettant le dépôt de couches minces sur un substrat. Ce dépôt est réalisé dans une enceinte sous atmosphère d'argon dans laquelle l'application d'un champ électrique entre le substrat (l'anode) et la cible (la cathode) va ioniser le gaz d'argon. Les ions  $\text{Ar}^+$  du plasma ainsi créé seront accélérés vers l'anode et l'impact de ces ions sur la cible entrainera l'éjection d'atomes par transfert

d'énergie cinétique. Ces atomes, propulsés par les ions d'argon, se déposeront en partie sur le substrat. Pour faciliter l'accroche, le substrat est chauffé à une centaine de degrés.

### 2.3. Collage du transducteur sur la ligne à retard

Le collage de l'élément piézoélectrique se fait en déposant une goutte de colle mono-composante sur la face polie de la Silice. Le transducteur est ensuite rapidement déposé sur cette goutte (la colle polymérise très rapidement) puis une pression uniforme lui est appliquée. Cette pression va étaler et chasser le surplus de colle pour ne laisser qu'une fine couche de l'ordre de la vingtaine de micromètres. Le plus gros défaut de parallélisme du capteur est amené par cette couche de colle. Le surplus de colle qui pourrait déborder sur l'élément piézoélectrique est ensuite retiré.

Le diamètre de l'élément piézoélectrique est en général de dimensions supérieures à celui de l'empreinte de la lentille sur la ligne à retard afin de pouvoir récupérer la totalité du faisceau acoustique. Pour cette étape, le centrage de l'élément piézoélectrique sur la ligne à retard n'est pas important. Il est juste nécessaire que la projection de l'élément sur la lentille recouvre entièrement cette dernière.

### 2.4. Amincissement de l'élément piézoélectrique en vue d'obtenir des fréquences plus élevées

Les pastilles de Niobate de Lithium utilisées ont une épaisseur de 125  $\mu\text{m}$  pour une fréquence fondamentale proche de la vingtaine de mégahertz. Cette fréquence est suffisante dans un premier temps pour vérifier le concept du capteur multiélément mais à l'avenir, il sera important de pouvoir atteindre des fréquences plus élevées (jusqu'à plusieurs centaines de mégahertz) pour obtenir de grandes résolutions.

Pour atteindre les hautes fréquences, il faut diminuer l'épaisseur du transducteur qui est inversement proportionnelle à la fréquence fondamentale de ce dernier. Cet amincissement est réalisé juste après le collage de la pastille sur le barreau de Silice qui servira de support. Il est assuré par un disque tournant à haute vitesse sur lequel différentes surfaces possédant différentes tailles de grains peuvent être fixées. Ainsi, le polissage commencera avec de gros grains pour enlever de grande quantité de matière et se rapprocher de l'épaisseur voulue. La finition se fera en diminuant progressivement la taille des grains jusqu'à un diamètre de 2-3  $\mu\text{m}$ .

Il est primordial que l'état de surface de l'élément piézo-électrique soit très bon pour limiter au maximum tout effet diffractant. Les deux surfaces du transducteur doivent aussi être parallèles avec une précision inférieure au degré. Ainsi, des contrôles sont effectués tout au long de l'amincissement et du polissage pour s'assurer de l'épaisseur et du parallélisme.

## 2.5. Contacts électriques et dos acoustique

Les connexions électriques sont assurées par des fils électriques pour chaque électrode et la masse. Ces fils sont tout d'abord fixés avec de la laque d'argent conductrice. Le tout est ensuite recouvert d'une résine époxy afin de protéger le transducteur et les fils. Cette résine a aussi le rôle de dos acoustique du fait de sa rigidité et des particules d'aluminium qu'elle contient. Les ondes acoustiques se diffracteront sur ces particules et seront grandement atténuées au cours de leur propagation dans le dos. Idéalement, les ondes se propageant dans le dos pourront être considérées totalement absorbées.

L'effet du backing sur le spectre d'absorption d'une électrode du capteur à sa fréquence fondamentale (27 MHz) est représenté sur la Figure 19. Le backing ne modifie pas la fréquence de résonance. En revanche, la bande passante du transducteur varie. Elle s'en retrouve plus grande aux dépens de sa sensibilité, amoindrie.

L'élargissement de la bande spectrale par un dos acoustique réduit la capacité d'un transducteur piézoélectrique à vibrer. Cela se traduit par des signaux temporels à l'émission, et par conséquent à la réception, de durée plus courte. Ainsi la discrimination temporelle d'échos s'en retrouve facilitée.

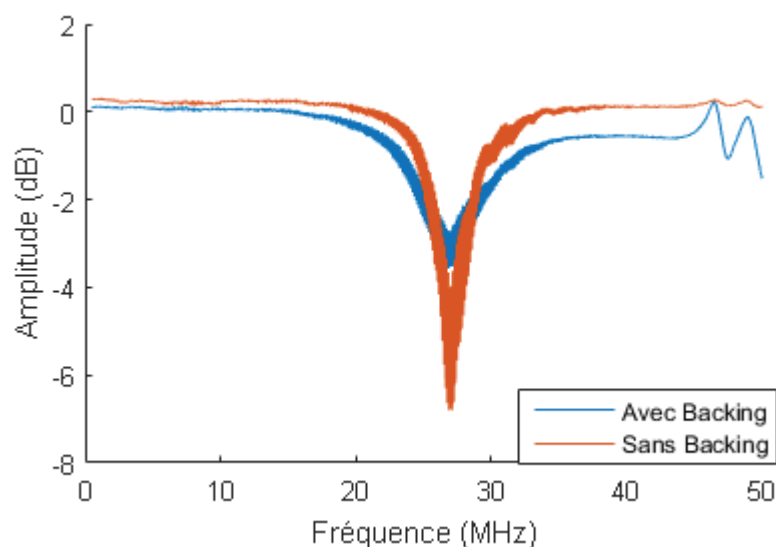


Figure 19 : Spectre d'absorption d'une électrode, sans backing (en bleu) et avec backing (en rouge).

## 2.6. Adaptation d'impédance

L'adaptation d'impédance permet de transmettre un maximum d'énergie à l'élément piézoélectrique pour en augmenter l'amplitude de vibrations. Cette adaptation doit se faire en fonction de la fréquence de vibration désirée.

Dans le cas d'un transducteur piézoélectrique, l'impédance n'est pas seulement résistive mais aussi inductive et capacitive. L'adaptation d'impédance se fait par l'ajout d'éléments réactifs (inductance ou capacité) afin de ne pas entraîner de consommation de

puissance. Ces éléments peuvent être placés seuls, en combinaison LC ou CL et jusqu'à l'utilisation de circuits en « pi » ou en « T » suivant les impédances des charges à adapter.

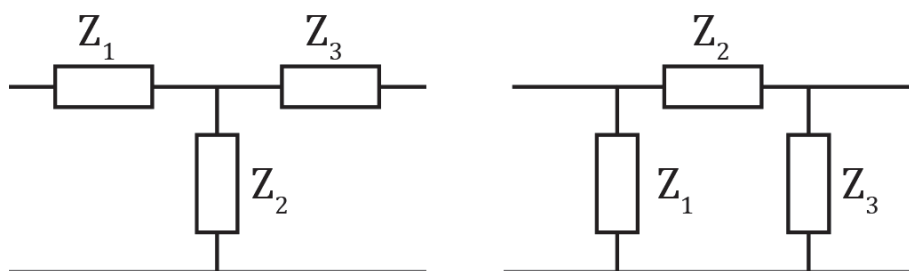


Figure 20 : Deux types de circuit d'adaptation d'impédance, en « T » à gauche et en « pi » à droite. Il n'est pas tout le temps nécessaire d'utiliser tous les emplacements de chaque circuit.

Avec une charge capacitive ou inductive, l'impédance dépend de la fréquence et il n'est donc pas possible de réaliser une adaptation pour toutes les fréquences. Il devient alors nécessaire de se servir d'un abaque de Smith pour représenter cette impédance et pour l'adapter à la charge d'un générateur.

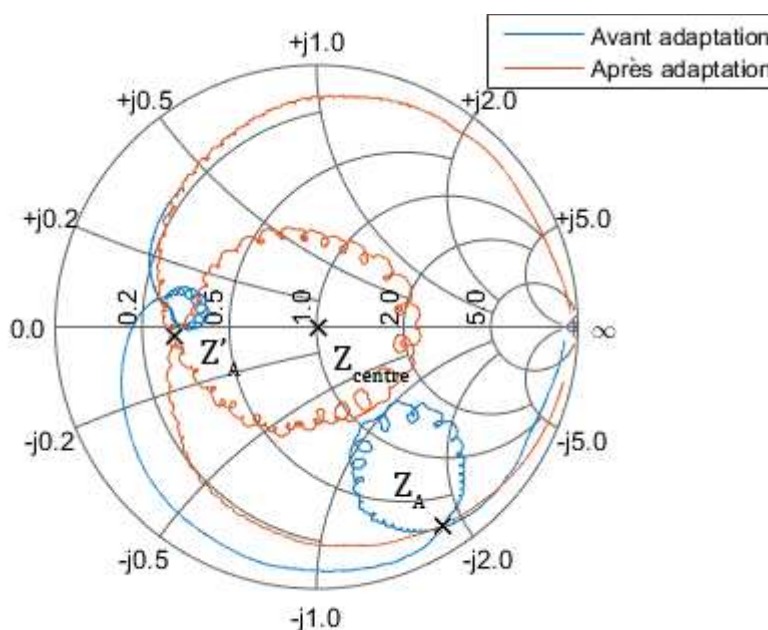


Figure 21 : Impédance d'un élément piézoélectrique représentée sur un abaque de Smith avant adaptation (en bleu) et après adaptation (en rouge). Les cercles de valeurs réelles correspondent aux cercles d'iso-résistances et les cercles de valeurs imaginaires correspondent aux cercles d'iso-réactances. Chaque position de la courbe correspond à une fréquence.

Pour le cas du transducteur dont l'impédance  $Z_{capt}(\omega)$  est représentée en bleue sur la Figure 21, son impédance pour la gamme de fréquence proche de 27 MHz est majoritairement capacitive. L'ajout d'une inductance en série aura pour conséquence un ajout de partie imaginaire d'où une rotation vers le haut de la courbe d'impédance suivant les cercles iso-résistances. Cette simple inductance en série sera souvent suffisante pour

entourer le point  $Z_{centre}$  et assurer une bonne adaptation d'impédance sur la gamme de fréquence voulue. Cela s'explique par le fait que la bande de résonance de  $Z_{capt}(\omega)$  non adaptée se situe déjà aux alentours du cercle d'impédance ramenée  $1.0 \Omega$ .

Le point A d'impédance  $Z_A = 0.2 - j1.8$  représente les extrémités de la bande de résonance  $f_r^1 = 27 \text{ MHz}$  et correspond aux bornes de la bande passante de fréquences 23 MHz et 31 MHz. L'inductance  $Z_L$  à rajouter en série afin d'obtenir une impédance équivalente purement réelle est telle que  $Z_L = 1.8 \times 50 / \omega = (90 / 2\pi 20M) = 620 \text{ nH}$ . Le résultat de cette adaptation d'impédance est montré par la Figure 21 en rouge.



### 3. Rayonnement d'un capteur monoélément

La modélisation du champ rayonné va principalement s'appuyer sur la résolution de l'intégrale de Rayleigh qui décrit le rayonnement d'une source en un point de l'espace.

#### 3.1. Intégrale de Rayleigh

Une des façons les plus directes pour calculer le rayonnement d'un élément acoustique quelconque est d'utiliser l'intégrale de Rayleigh. Cette intégrale, formulée par Lord Rayleigh [Rayleigh-1896], consiste à discrétiser une structure rayonnante (acoustiquement) en une multitude de sources ponctuelles et de faire la somme de la contribution de chacune de ces sources en un point de l'espace en champ lointain.

Soit un ensemble de surfaces élémentaires  $dS$  réparties sur une surface rigide  $S$  (la structure rayonnante), la pression  $p$  résultante par intégration en un point de l'espace vaut :

$$p(r, t) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} e^{j\omega t} \int_S \frac{v_n(r_s) e^{-jkR}}{R} dS, \quad (II.1)$$

avec  $\omega$  la pulsation,  $\rho_0$  la densité du milieu,  $k = 2\pi/\lambda$  le nombre d'onde,  $v_n$  la vitesse normale à la surface,  $r_s$  la position de la source élémentaire,  $r$  la position où est calculée la pression  $p$ , et  $R$  la distance entre ces deux positions.

#### 3.2. Modélisation du champ rayonné par un piston plan

Avant de modéliser le champ rayonné par un piston dans un plan, il faut d'abord savoir comment discrétiser ce piston en sources ponctuelles et comment répartir ces dernières.

##### 3.2.1. Répartition des sources ponctuelles sur le transducteur

En microscopie acoustique, il est d'usage que les transducteurs soient en forme de disque à l'image de la lentille. Le schéma de répartition des sources choisi est celui de cercles concentriques. Pour avoir une répartition homogène il faut que la distance entre deux sources adjacentes de chaque cercle soit la même et qu'elle soit égale à la distance séparant deux cercles. Considérons une source représentant le centre du piston plan et  $\Delta R$  la différence de rayon entre deux cercles. Le périmètre du premier cercle est  $P_1 = 2\pi\Delta R$ , celui du deuxième cercle  $P_2 = 2\pi(\Delta R + \Delta R) = 4\pi\Delta R$  et de manière générale  $P_n = n2\pi\Delta R$ . La distance séparant deux sources d'un même cercle est égale à la différence de rayon  $\Delta R$  ce qui fait un nombre  $N_{pts}^m$  de points sur un cercle (qui sera arrondi à l'entier le plus proche) :

$$N_{pts}^m = \frac{P_n}{\Delta R} = n \times 2\pi. \quad (II.2)$$

La distance  $\Delta R$  entre deux cercles dépendra du nombre de cercles choisi pour modéliser le piston tel que  $\Delta R = A/N_{cercles}$ , avec  $A$  le rayon du piston et  $N_{cercles}$  le nombre

de cercles qui lui-même dépendra de la fréquence du transducteur. La Figure 22 présente la discrétisation d'un piston avec  $N_{\text{cercles}} = 10$ .

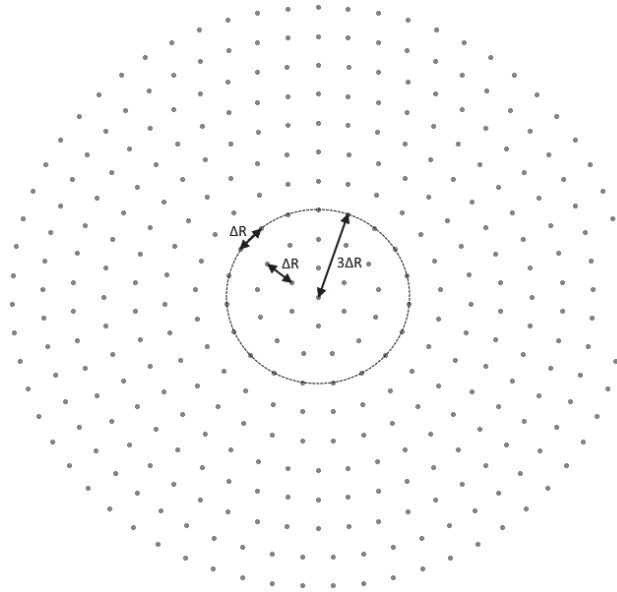


Figure 22: Répartition des sources d'un transducteur avec 10 cercles.

### 3.2.2. Nombre suffisant de sources

Il est nécessaire d'avoir un nombre suffisant de sources pour avoir une reconstitution du champ représentative de la réalité. En représentant le transducteur par une seule source, ce n'est plus le transducteur qui sera modélisé mais la source elle-même. Inversement, avec un très grand nombre de sources, bien que le résultat soit proche de la réalité, les temps de simulation seront problématiques.

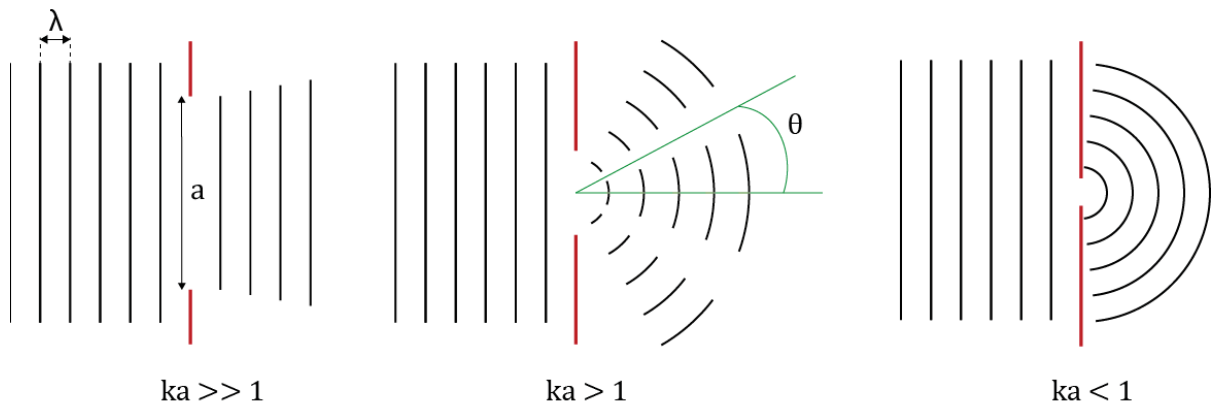


Figure 23: Diffraction d'une onde en fonction de Lambda

Pour déterminer le nombre optimal de sources, prenons en compte la directivité d'une source liée aux conditions de diffraction d'une onde de longueur d'onde  $\lambda$  par une fente d'ouverture  $a$ . L'ouverture représente dans notre cas l'écart entre deux sources ponctuelles. Les conditions de diffraction dépendent du rapport  $2\pi a/\lambda = ka$ . Les différents cas de

diffraction possibles pour une onde plane sont montrés par la Figure 23. Ainsi, pour  $ka \gg 1$ , l'onde n'est pas diffractée et sera seulement tronquée par l'ouverture. A l'inverse, pour  $ka < 1$ , l'ouverture est suffisamment petite pour que l'onde plane ne puisse traverser et que l'effet de diffraction devienne prépondérant. Dans le cas intermédiaire  $ka \geq 1$  pour lequel l'onde n'est pas seulement diffractée ou tronquée et différents lobes vont apparaître. Pour notre modélisation, c'est dans le cas  $ka < 1$  que la source pourra être considérée comme ponctuelle puisqu'elle rayonnera dans toutes les directions. L'espace entre deux cercle sera  $\Delta R = a < 1/k$ .

L'angle  $\theta$  de diffraction dépend du rapport :

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{a}. \quad (II.3)$$

Une source peut être considérée ponctuelle lorsque  $\theta \geq \frac{\pi}{2}$  donc lorsque  $a \leq \lambda$ .

### 3.2.3. Champ rayonné par un piston plan

Pour simuler le champ d'un capteur à partir des différentes conditions définies précédemment, il faut maintenant résoudre l'intégrale de Rayleigh pour tous les points d'un plan. Plus la résolution désirée est élevée, plus les temps de calcul augmentent. Dans le cas d'un piston plan, l'utilisation des fonctions de Bessel est plus judicieuse d'un point de vue calculatoire puisqu'elles donnent, à partir d'une seule équation, le champ rayonné par un piston plan en un point, sans intégrale. Cependant, cela n'est pas applicable dans le cas de transducteur non sphérique que nous modéliserons dans le Chapitre III.

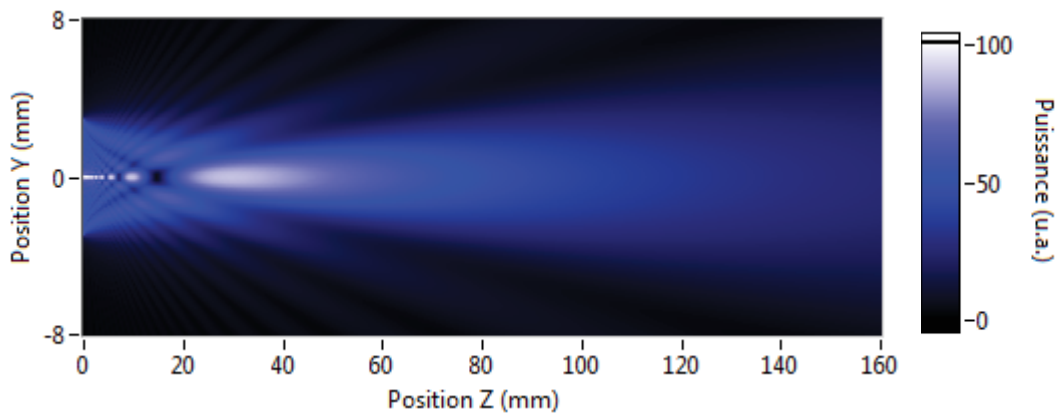


Figure 24 : Modélisation du champ rayonné par un piston plan de rayon  $a=3$  mm à une fréquence de 20 MHz. Le blanc correspond à un maximum de rayonnement, le noir à une absence de rayonnement et les valeurs intermédiaires sont représentées par un dégradé de gris.

La Figure 24 présente le champ simulé d'un transducteur circulaire de rayon  $a = 3$  mm, constitué de 51 cercles (soit 8000 sources ponctuelles) à une fréquence de 20 MHz dans un milieu de type Silice avec  $c_{silice} = 5850 \text{ m.s}^{-1}$ . La directivité du transducteur  $h(\theta)$  (qui

dépend elle aussi des conditions de diffraction détaillées dans la partie précédente) se calcule à partir de la fonction de directivité en pression de la formule :

$$h(\theta) = \frac{2J_1(ka \sin(\theta))}{ka \sin(\theta)}. \quad (II.4)$$

Les valeurs de l'angle  $\theta$  pour lesquelles cette fonction s'annule représentent des minimums de pression qui divisent le champ rayonné en lobes plus ou moins directifs. De plus, deux zones sont à distinguer, la zone de champ proche et la zone de champ lointain.

Le rapport  $a^2/\lambda$  définit la distance de Fresnel du transducteur qui marque la limite entre le champ proche et le champ lointain. En champ proche, nous sommes toujours en présence d'ondes sphériques avec un champ complexe où alternent rapidement maximum de rayonnement et absence de rayonnement. En considérant la discrétisation du transducteur, les ondes générées par chacune des sources vont interférer. En fonction de leur phase respective, il y aura construction ou destruction des ondes, d'où l'alternance rapide de maximum de rayonnement et d'absence de rayonnement dans ce champ proche. En champ lointain, les ondes peuvent être considérées comme planes localement avec au niveau du front d'onde un rayonnement en phase de chacune des sources. Passé le maximum de l'amplitude du champ à la distance de Fresnel, il y aura une décroissance de cette amplitude proportionnelle au carré de la distance. Ces zones de champ proche et champ lointain sont facilement identifiables en regardant le champ dans l'axe central du transducteur sur la Figure 25.

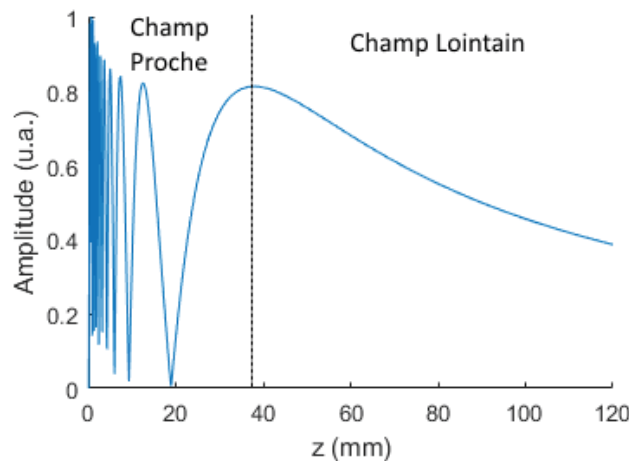


Figure 25 : Modélisation du champ rayonné dans l'axe central d'un transducteur pour  $ka=70$ , soit une fréquence de 20 MHz, une vitesse de  $5850 \text{ m.s}^{-1}$  et une ouverture de 3.4 mm. La distance de Fresnel est représentée en pointillés.

Un résultat important de la modélisation du champ acoustique est à observer en champ lointain. Sur un plan parallèle au transducteur, le lobe principal rayonne de manière uniforme sur une surface équivalente à celle du transducteur. C'est pour cela que le diamètre apparent de la lentille d'un capteur monoélément est généralement de même

diamètre que l'élément piézoélectrique pour avoir une répartition homogène de la puissance sur la lentille. Cette répartition homogène permet de ne pas avoir de mode d'excitation privilégié.

Fort de cette première modélisation d'un piston plan, servons-nous de ces résultats et des conditions définies pour modéliser le champ rayonné par une lentille.

### 3.3. Modélisation du champ rayonné par une lentille

Dans une optique de modélisation de capteurs multiéléments appliquée à de la microscopie acoustique quantitative, il est nécessaire de prendre en compte et donc de modéliser la lentille qui va amener une focalisation à la surface d'un matériau.

La lentille représente l'interface qui existe entre la ligne à retard et le liquide couplant. Ainsi pour modéliser cette interface, il faut dans un premier temps calculer le champ incident dû au transducteur et réémettre ce champ en discrétisant la lentille en sources ponctuelles. Les milieux de propagation n'étant pas les mêmes, cela implique une vitesse des ondes dans l'intégrale de Rayleigh différente entre les deux espaces de propagation, ligne à retard ou couplant. Au niveau de la lentille, il y a une différence de phase du champ incident dû au retard des ondes sur le bord de la lentille par rapport aux ondes au centre de la lentille. Cette différence de phase couplée à la différence de milieu va entraîner un éloignement du point focal par rapport au centre géométrique de la lentille.

Il faut discrétiser la lentille de la même manière que le piston précédemment (avec une répartition uniforme). Le pas de discrétisation entre chaque cercle ne sera plus appliqué sur leur rayon respectif, mais sur l'angle décrit par le sommet de la lentille, son centre géométrique et un rayon de sources ponctuelles. Ceci est montré sur la Figure 26.

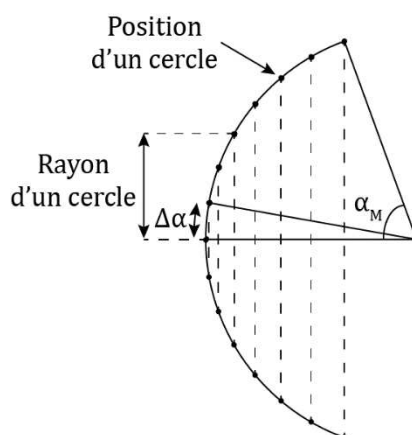


Figure 26 : Arc de cercle  $\Delta\alpha$  séparant deux cercles de sources ponctuelles.

La Figure 27 est une représentation bidimensionnelle de la discrétisation d'une lentille dans le plan XY. L'augmentation de la densité des sources sur les bords est relative à la sphéricité de la lentille et à sa représentation en deux dimensions. Dans l'espace, la répartition est bien homogène.

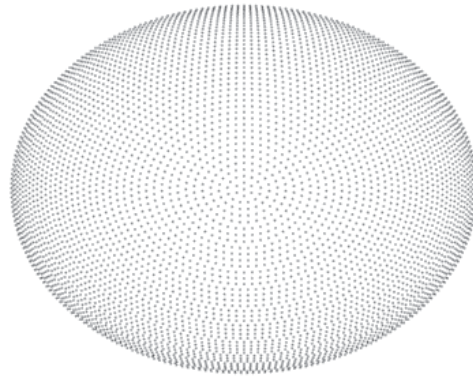


Figure 27 : Discretisation d'une lentille dans le plan XY.

Le champ rayonné par une lentille de rayon  $r_{lent} = 4 \text{ mm}$  et d'ouverture  $\alpha_M = 45^\circ$  est présenté par la Figure 28. Elle rayonne dans de l'eau ( $c_{eau} = 1480 \text{ m.s}^{-1}$ ) et est placée sur une ligne à retard en Silice ( $c_{silice} = 5850 \text{ m.s}^{-1}$ ) de 100 mm de longueur. Le transducteur placé à l'extrémité de la ligne à retard est celui décrit précédemment. Le phénomène de focalisation induit par la lentille est indéniable. D'après la géométrie de la lentille, son point focal devrait se situer en son centre, soit à 4 mm, ce qui n'est pas le cas puisqu'il se situe à 5.45 mm. Ce décalage du point focal est dû au changement de vitesse ultrasonore entre la ligne à retard et le liquide couplant ainsi qu'à l'aberration sphérique. L'effet de cette dernière se remarque aussi sur la tache focale qui se manifeste sous une forme ovoïde.

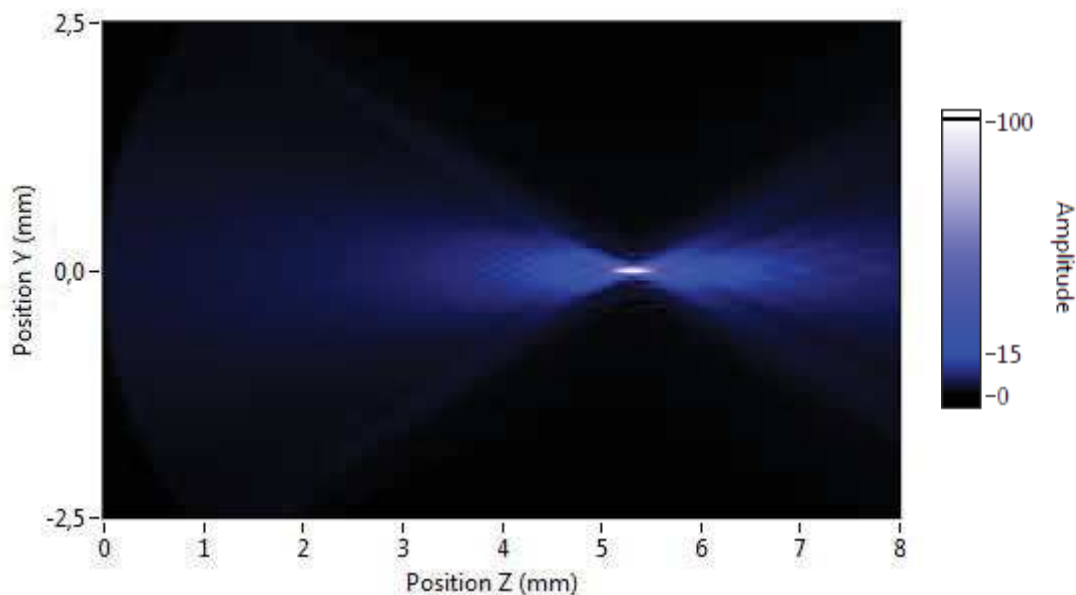


Figure 28 : Champ rayonné dans de l'eau par une lentille de rayon  $r_{lent}=4 \text{ mm}$  et d'ouverture  $\alpha_M=45^\circ$ .  
Le milieu précédant la lentille est de la Silice.

Regardons maintenant comment effectuer expérimentalement une mesure du champ acoustique d'un transducteur pour le comparer à son champ modélisé.

## 4. Mesure de champ acoustique par vibrométrie laser sur des surfaces planes

Le champ acoustique sur une surface peut être déterminé à partir des vibrations acoustiques la parcourant. L'application de la vibrométrie laser est donc l'outil idéal pour vérifier la correspondance entre le modèle de champ acoustique et le rayonnement de capteurs acoustiques.

### 4.1. Principe de la mesure

La vibrométrie laser est une mesure de vibrations sans contact par laser. Le système de mesure est composé d'une source de lumière monochromatique (un laser) et d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Ce dernier permet de mesurer l'effet Doppler subi par l'onde lumineuse, issue du laser, et réfléchi par une surface vibrante.

#### 4.1.1. Effet Doppler

La réflexion d'une onde, lumineuse ou non, sur une surface vibrante entraîne des variations de fréquence de l'onde réfléchi, images des déplacements de la surface. C'est l'effet Doppler. Supposons une onde réfléchi par une structure en mouvement, la variation de fréquence  $f_D$  de l'onde réfléchi sera modulée par la vitesse de déplacement de la structure  $v(t)$ . Ces deux valeurs sont reliées à la longueur d'onde de l'onde incidente  $\lambda_i$  par la formule suivante :

$$f_D = \frac{2v(t)}{\lambda_i}. \quad (II.5)$$

La détermination de  $v(t)$  devient ainsi possible en mesurant la variation de fréquence due à l'effet Doppler à une longueur d'onde incidente connue. Cette mesure est réalisée par l'interféromètre.

#### 4.1.2. Interférométrie

La réception simultanée de deux ondes par un récepteur va provoquer une modulation du signal de sortie du récepteur qui va dépendre des interférences entre les deux ondes. Soit  $I_1$  et  $I_2$  l'intensité respective de deux ondes lumineuses reçues ayant respectivement parcouru une distance  $r_1$  et  $r_2$ , la modulation d'intensité  $I_{total}$  est telle que :

$$I_{total} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(2\pi \times \frac{r_1 - r_2}{\lambda}\right). \quad (II.6)$$

Ainsi, une variation de la différence de trajet parcouru par les deux ondes, donc une variation de leur phase respective, est directement répercutée sur l'intensité du signal de sortie. Considérons maintenant  $I_1$  comme l'intensité d'une onde de référence et  $I_2$  l'intensité de l'onde réfléchi par la surface à étudier. La phase de  $I_1$  étant fixe, les variations

de  $I_{total}$  sont caractéristiques de celles de la distance  $r_2$ , elles-mêmes directement représentatives des vibrations de la surface.

#### 4.2. Application de la vibrométrie laser à la mesure de champs acoustiques

Le faisceau lumineux est généré et reçu par le même laser. Il faut donc s'assurer que l'incidence et la réflexion du faisceau sur le matériau soient faites à la normale de la surface du matériau. La vibrométrie laser utilisant cet interféromètre ne peut être appliquée qu'à des surfaces perpendiculaires au faisceau lumineux. Ainsi il ne sera pas possible de mesurer les vibrations de la lentille et la mesure sera faite sur la ligne à retard sans lentille.

Le dispositif expérimental de la Figure 30 est schématisé sur la Figure 29. La sensibilité de l'interféromètre utilisé n'est pas suffisante pour mesurer les vibrations de nos capteurs fonctionnant à des fréquences supérieures à 10 MHz. Un transducteur ultrasonore est excité par un générateur d'impulsion et rayonne dans un barreau de Silice. La surface opposée et parallèle du barreau est recouverte par une fine couche d'or (200 nm) pour permettre une bonne réflexion du faisceau lumineux. Cette couche d'or possède une épaisseur suffisamment fine devant la longueur d'onde  $\lambda = 835 \mu m$  à 7 MHz dans la Silice pour ne pas modifier la propagation des ondes acoustiques à sa surface. Le faisceau lumineux est focalisé en un point de la surface et reçu par le même interféromètre laser. Ensuite, un balayage est assuré sur toute la surface par des platines de translations ayant une répétabilité du micron.

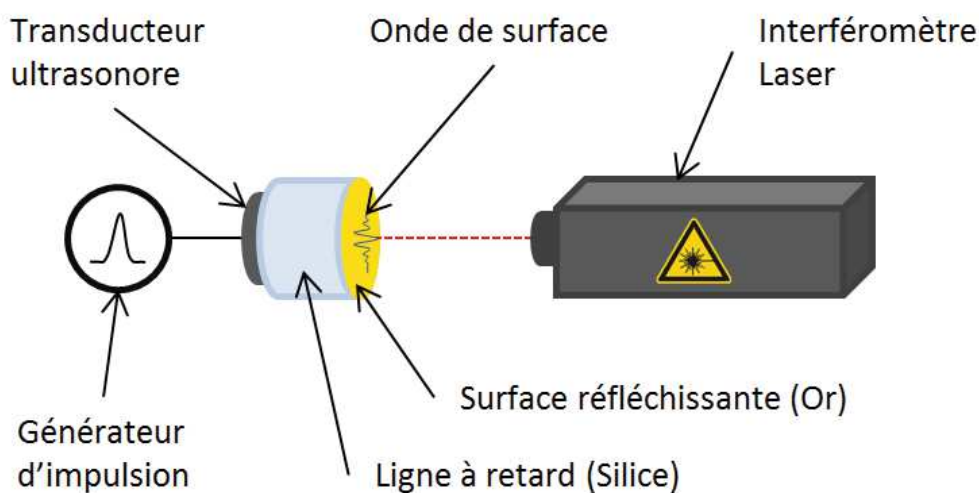


Figure 29 : Principe de fonctionnement de la vibrométrie laser.

L'interféromètre délivre un signal électrique image des vibrations. L'acquisition de ce signal est synchronisée avec le générateur d'impulsion pour chaque point de la surface. Cette synchronisation sert de référence pour permettre de reconstituer un film des vibrations sur la surface de la ligne à retard. Pour chaque point de la surface il est aussi possible de calculer la transformée de Fourier de façon à remonter au champ rayonné par le



capteur sur toute sa gamme de fréquence. Cette transformée est appliquée seulement au premier écho qui atteint la surface.



Figure 30 : Banc de vibrométrie laser.

### 4.3. Comparaison des champs modélisés et des champs mesurés

La comparaison des champs expérimentaux avec des champs modélisés a été réalisée avec un transducteur de fréquence fondamentale  $f_{fond} = 7 \text{ MHz}$  ayant un diamètre de 3 mm et rayonnant dans un barreau de Silice de 4 mm d'épaisseur. La fréquence a été choisie à 7 MHz de façon à correspondre à la gamme de fréquence mesurable par le banc de vibrométrie utilisé.

La Figure 31 présente les champs obtenus par vibrométrie laser et par modélisation. La Figure 32 permet une comparaison quantitative des champs simulés et expérimentaux en présentant leur profil dans l'axe horizontal central. En expérimentation et en modélisation, une tache centrale est présente et correspond au lobe principal. Un lobe secondaire est présent pour la modélisation sous la forme d'un anneau adjacent au lobe principal. Pour l'expérimentation, ce lobe secondaire est confondu avec le lobe principal. Enfin, un troisième lobe est présent sur le champ théorique là où il n'est que légèrement distinguable sur l'image provenant de la vibrométrie laser, ici aussi l'amplitude des vibrations est à mettre en cause. Les profils modélisé et simulé sont similaires autant en amplitude qu'en dimensions ce qui prouve la concordance du modèle avec l'expérience.

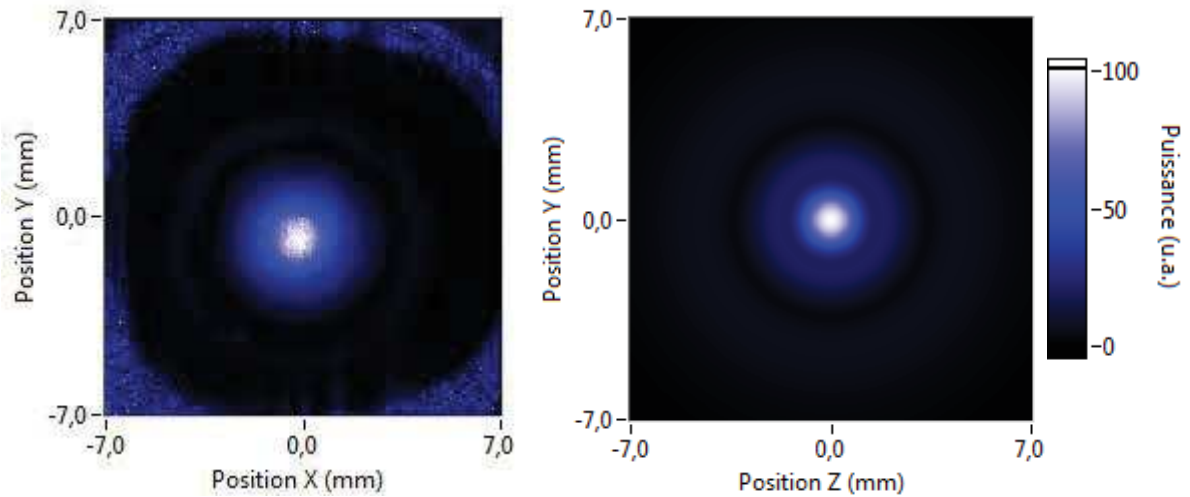


Figure 31 : Champ rayonné par l'électrode **centrale** du capteur papillon à 7 MHz sur un plan parallèle à la surface du transducteur à une distance de 4 mm, mesuré par vibrométrie à gauche et modélisé à droite.

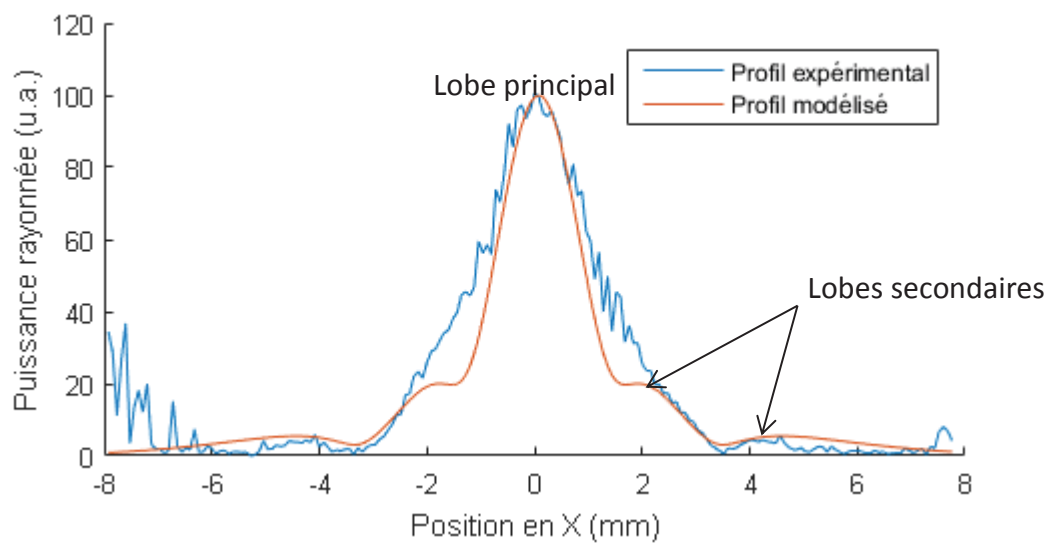


Figure 32 : Comparaison des profils d'énergie de la Figure 31 dans l'axe horizontal central.

## 5. Modélisation d'un capteur monoélément avec le formalisme du spectre angulaire

Le modèle de signature acoustique le plus répandu est celui proposé par Attalar [Attalar-78] en 1978 et qui se base sur le formalisme du spectre angulaire appliqué à l'optique par Goodman [Goodman-68] et au cas plus général par Champeney [Champeney-73]. Ce modèle permet une décomposition en ondes planes du champ rayonné par un capteur acoustique focalisé. Il a été repris dans de nombreux travaux en microscopie acoustique ([Bertoni-84, Liang-85, Achenbach-91] pour ne citer qu'eux) grâce à sa facilité d'implémentation et sa bonne représentation des capteurs focalisés. Ce modèle peut s'appliquer à tout type de matériaux dont le coefficient de réflexion est connu, notamment des matériaux multicouches [Xu-94, Kundu-92].

### 5.1. Application du spectre angulaire à un capteur focalisé

#### 5.1.1. Rayonnement d'un transducteur piézoélectrique sphérique

Dans un premier temps, considérons la lentille comme un élément piézoélectrique, ceci afin de pouvoir analyser la tension de sortie de ce transducteur sphérique. En se basant sur le formalisme du spectre angulaire, la tension de sortie du transducteur à une fréquence peut s'exprimer de la façon suivante [Briggs-92] :

$$V(z) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_1(\theta) P_2(\theta) R(\theta) e^{j2kz \cos(\theta)} |\sin(\theta)| d\theta. \quad (II.7)$$

$P_1(\theta)$  et  $P_2(\theta)$  représentent respectivement le champ généré et le champ reçu par le traducteur sphérique formalisés par le spectre angulaire et seront appelés fonction pupille à l'émission et fonction pupille à la réception. Dans le cas où la lentille est assimilée à un transducteur piézoélectrique, ces deux fonctions sont égales :  $P_1(\theta) = P_2(\theta) = P(\theta)$ . Le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence sur le matériau est symbolisé par  $R(\theta)$ . Une expression de  $P(\theta)$  a été proposé par Zhang [Zhang-96] :

$$P(\theta) = 2\pi r_{lent}^2 \int_0^{\alpha_M} J_0(kr_{lent} \sin(\theta) \sin(\alpha)) \exp[jkr_{lent} \cos(\theta) \cos(\alpha)] \sin(\alpha) d\alpha. \quad (II.8)$$

Dans cette formule,  $r_{lent}$  et  $\alpha_M$  sont respectivement le rayon et l'ouverture de la lentille et  $J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

L'équation (II.8) est coûteuse en temps de calcul et Frenet [Frenet-2000] en a donné une expression approchée notamment par développement asymptotique au premier ordre et par le biais de la méthode de la phase stationnaire :

$$P(\theta) = \frac{-j2\pi r_{lent}}{k_{eau}} \exp(jk_{eau} r_{lent}) H(\alpha_M - \theta) - \frac{j\pi r_{lent} \operatorname{sgn}(\theta - \alpha_M)}{k_{eau}} \sqrt{\frac{\sin(\alpha_M)}{\sin(\theta) \cos(\theta - \alpha_M)}} \times \exp\left[j\left(k_{eau} r_{lent} \cos(\theta - \alpha_M) - \operatorname{sgn}(k_{eau}) v^2\right)\right] \operatorname{erfc}\left(v \exp\left(j \operatorname{sgn}(k_{eau}) \frac{\pi}{4}\right)\right), \quad (II.9)$$

avec  $v = |\sin(\theta - \alpha_M)| \sqrt{\frac{kr_{lent}}{2 \cos(\theta - \alpha_M)}}$  et  $k_{eau}$  le vecteur d'onde dans l'eau.

Les fonctions  $H$ ,  $\operatorname{sgn}$  et  $\operatorname{erfc}$  sont respectivement la fonction échelon, la fonction signe et une fonction d'erreur définies telles que :

$$H(x) = \begin{cases} 1 & \text{pour } x > 0 \\ 0 & \text{pour } x < 0 \end{cases}, \quad (II.10)$$

$$\operatorname{sgn}(x) = \begin{cases} +1 & \text{pour } x > 0 \\ -1 & \text{pour } x < 0 \end{cases}, \quad (II.11)$$

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_p^\infty \exp(-z^2) dz. \quad (II.12)$$

L'équation (II.9) décrit donc le rayonnement d'un transducteur de forme sphérique décomposé par le formalisme du spectre angulaire. Dans le cas d'un capteur classique possédant une ligne à retard et une lentille, cette équation seule ne permet pas de décrire le rayonnement dans la ligne à retard. Il est cependant important de pouvoir modéliser la ligne à retard qui possède un rôle non négligeable dans le phénomène de la signature acoustique puisque le trajet parcouru par chaque onde (spéculaire ou de Rayleigh) dans la ligne à retard est différent, et induit de ce fait un déphasage entre les deux ondes.

### 5.1.2. Prise en compte de la ligne à retard

Considérons maintenant la relation (II.9) comme le rayonnement d'une lentille. Soit une onde plane incidente au sommet de la lentille provenant d'un transducteur piézoélectrique, d'après la loi de Snell-Descartes, le champ rayonné par la lentille sous un angle  $\theta$  ne peut provenir que d'un parallèle, comme le montre la Figure 33. Ainsi, une position sur la lentille peut être associée à un angle de propagation de l'onde acoustique.

Soit  $C(\theta)$  le champ rayonné par un transducteur sur un méridien de la lentille directement en regard, la tension de sortie d'un capteur focalisé par une lentille acoustique peut s'écrire à partir de l'équation (II.7) :

$$V(z) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P(\theta)^2 C(\theta)^2 R(\theta) e^{j2kz \cos(\theta)} |\sin(\theta)| d\theta, \quad (II.13)$$

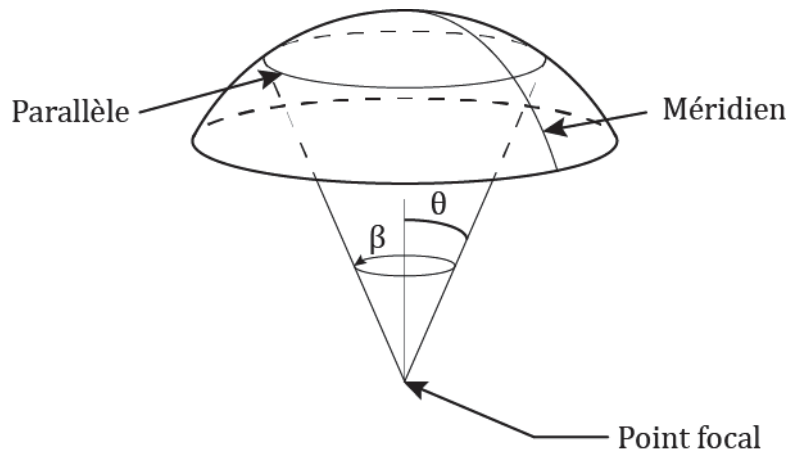


Figure 33 : Définition du méridien et du parallèle d'une lentille. D'après la loi de Snell-Descartes, le champ rayonné sous un angle  $\theta$  par la lentille ne peut provenir que d'un parallèle.

Le terme  $C(\theta)$  est calculé par le modèle de champ décrit dans le Chapitre II. Ce terme est complexe. Son amplitude  $|C(\theta)|$  dépend des dimensions du transducteur et sa phase  $\varphi_C(\theta)$  dépend principalement de la distance qui sépare la lentille du transducteur.

De l'expression (II.13), tous les termes sont connus à l'exception du coefficient de réflexion  $R(\theta)$ . Il a été déterminé à partir de la méthode des matrices hybrides [Shuvalov-08, Lam-09].

Utilisons à présent ce modèle pour simuler une signature acoustique et le comparer avec une signature acoustique réelle.

## 5.2. Modélisation d'une signature acoustique

Le modèle prend en compte les dimensions du capteur, que ce soit celles de sa ligne à retard, de sa lentille ou de son élément piézoélectrique (à travers le calcul du champ rayonné sur la lentille). La vérification et la comparaison du modèle avec l'expérience va se faire avec un capteur focalisé classique (mono élément) déjà existant. La comparaison s'effectuera au niveau des signatures acoustiques obtenues ainsi que des valeurs de la vitesse de Rayleigh qu'elles permettront de calculer.

Les signatures acoustiques seront réalisées sur un échantillon de duralumin de vitesses de propagation : longitudinale  $v_l = 6378 \text{ m.s}^{-1}$  et transverse  $v_t = 3115 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces vitesses ont été mesurées par mesure de temps de vol des ondes longitudinale et transverse à l'intérieur de l'échantillon. En appliquant la relation de Viktorov (I.10) à cet échantillon, la vitesse de Rayleigh calculée vaut  $v_{\text{Rayleigh}} = 2920 \text{ m.s}^{-1}$ . Cela correspond donc à un angle de Rayleigh  $\theta_R = \sin^{-1}(v_{\text{eau}}/v_{\text{Rayleigh}}) = 31.1^\circ$ . Soient les dimensions du capteur telles que présentées par le Tableau 1, l'angle d'ouverture est suffisant pour permettre la génération de l'onde de Rayleigh dans l'échantillon de duralumin.

Tableau 1 : Dimensions d'un capteur focalisé monoélément de 50 MHz.

|                               |        |
|-------------------------------|--------|
| Rayon de la lentille          | 4.3 mm |
| Ouverture de la lentille      | 45°    |
| Diamètre de l'électrode       | 6 mm   |
| Longueur de la ligne à retard | 100 mm |
| Fréquence fondamentale        | 54 MHz |

La Figure 34 compare les signatures acoustiques obtenues expérimentalement et par simulation sur un échantillon de duralumin de 10 mm d'épaisseur qui sera considéré massif pour une fréquence de 54 MHz ( $\lambda = 118 \mu\text{m} \ll 10 \text{ mm}$ ). Les deux courbes sont similaires dans la périodicité qu'elles affichent mais présentent des disparités en termes d'amplitude. Ces différences proviennent de deux phénomènes qui ne sont pas pris en compte, l'atténuation dans les différents milieux et la diffraction des ondes au retour de la lentille.

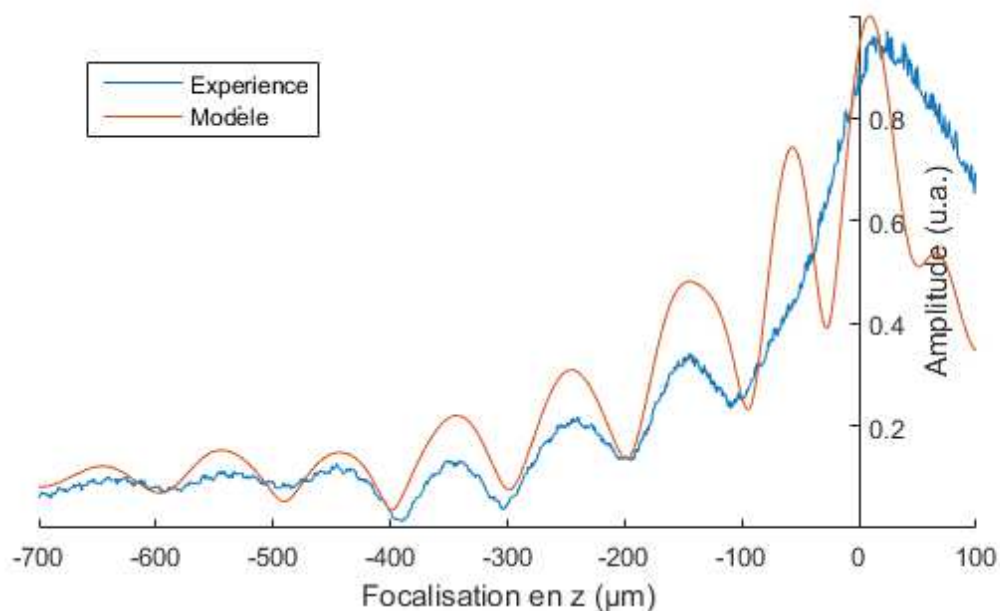


Figure 34 : Signatures acoustiques d'un échantillon de duralumin massif, en bleu obtenue par l'expérience et en rouge obtenue par le modèle.

Le traitement de la signature acoustique proposé dans la partie I.5.2 demande une mesure de la périodicité des interférences entre l'onde de Rayleigh et l'onde spéculaire au cours de la défocalisation. La détermination de la périodicité dans l'espace des temps est possible mais est entachée d'erreurs dues aux moyens de mise en œuvre. Cette mesure peut s'effectuer directement sur la signature acoustique. La mesure est de préférence réalisée dans l'espace réciproque (par transformée de Fourier) après pondération par une fenêtre de Blackman et après « zero filling ». La fréquence spatiale correspondante aux interférences est ensuite récupérée et inversée pour en obtenir la période  $\Delta z$  et permettre de remonter à la vitesse de Rayleigh.

La mesure de la vitesse de Rayleigh dans les deux cas donne des résultats très proches (l'erreur est inférieure à 1%). Ainsi la vitesse vaut expérimentalement  $v_{\text{exp}} = 2915 \pm 15 \text{ m.s}^{-1}$  et par modélisation  $v_{\text{mod}} = 2926 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces deux vitesses sont en accord avec la vitesse de Rayleigh calculée en appliquant la relation de Viktorov qui donne  $v_{\text{Rayleigh}} = 2920 \text{ m.s}^{-1}$ . L'écart relatif à cette valeur est de 2‰ dans les deux cas. La relation de Viktorov étant une approximation de la vitesse de Rayleigh à partir des vitesses longitudinale et transverse, il est normal que sa valeur diffère de celle obtenue par le modèle.

## 6. Conclusion

Ce chapitre a présenté dans une première partie les différentes étapes nécessaires à la réalisation d'un capteur monoélément focalisé appliqué à la microscopie acoustique. Cette réalisation est maîtrisée par le laboratoire et sera adaptée à celle d'un capteur multiélément.

Un premier modèle de champ acoustique a été présenté. Il autorise le calcul du champ rayonné par un capteur dans la ligne à retard et après la lentille. Ses résultats ont été comparés avec ceux obtenus par une méthode expérimentale de mesure de champ acoustique par vibrométrie laser. Les répartitions d'énergie expérimentales et modélisées sont équivalentes. Ce modèle nous servira dans le prochain chapitre à dimensionner un capteur multiélément dont chaque élément possède un faisceau acoustique qui lui est propre ce qui permettra une discrétisation de l'onde spéculaire et de l'onde de Rayleigh d'un matériau.

Un deuxième modèle de signatures acoustiques a été implémenté. C'est un modèle fréquentiel qui permet de simuler les signatures acoustiques obtenues sur un matériau (dont le coefficient de réflexion doit être connu). Là aussi, une comparaison avec la signature acoustique d'un capteur réel sur du Duralumin a été réalisée. Les erreurs présentent entre le modèle, l'expérience et la théorie est inférieure à 1%. Ce modèle décrit correctement les interférences entre les ondes spéculaires et les ondes de surface qui se produisent lors d'une signature acoustique. Dans le chapitre IV, une extension de ce modèle au domaine temporel sera développée et appliquée à un capteur multiélément.

Maintenant que la fabrication et le fonctionnement d'un capteur monoélément focalisé est connu, le prochain chapitre va introduire le concept du capteur multiélément focalisé.





# Chapitre III : Le capteur multiélément

## 1. Introduction

L'objectif principal de la thèse est de réaliser un capteur multiélément avec lequel l'excitation et la réception de l'onde spéculaire soient séparées de celles de l'onde de Rayleigh pour permettre des mesures directes sur l'onde de Rayleigh. La compréhension du fonctionnement d'un capteur monoélément de microscopie acoustique ainsi que les modèles qui ont été détaillés dans le chapitre précédent vont nous permettre de dimensionner le capteur multiélément.

Dans un premier temps, les dimensions du capteur seront présentées. Cela prend en compte les dimensions de la lentille qui conditionnent la position des électrodes et la taille de la ligne à retard qui dépend du diamètre des électrodes. Le dimensionnement n'aurait pas été possible sans le modèle de champ acoustique du chapitre précédent et dont nous montrerons les champs modélisés.

## 2. Dimensionnement du capteur multiélément

Le choix de design pour le transducteur multiélément s'est porté vers des électrodes de formes rondes et positionnées telles que montrées sur la Figure 35. Dans cette version, une électrode centrale et quatre électrodes latérales sont présentes. Ainsi, les électrodes latérales fonctionnent par paire, chaque paire étant formée par deux électrodes séparées par l'électrode centrale. Une paire pourra, grâce à la lentille, générer et recevoir une onde de Rayleigh dans une direction particulière. Deux directions sont possibles pour permettre une caractérisation anisotrope d'un matériau. Par la suite, un plus grand nombre d'électrodes pourra être envisagé pour un nombre plus important de directions.

Le champ de ces électrodes est bien connu puisqu'il est équivalent à celui d'un piston plan, dont le rayonnement principal se situe dans l'axe central du piston et possède des lobes secondaires limités. Les positions des électrodes latérales par rapport à la lentille sont cruciales pour s'assurer de la génération de l'onde de Rayleigh. La lentille doit donc être dimensionnée en premier.

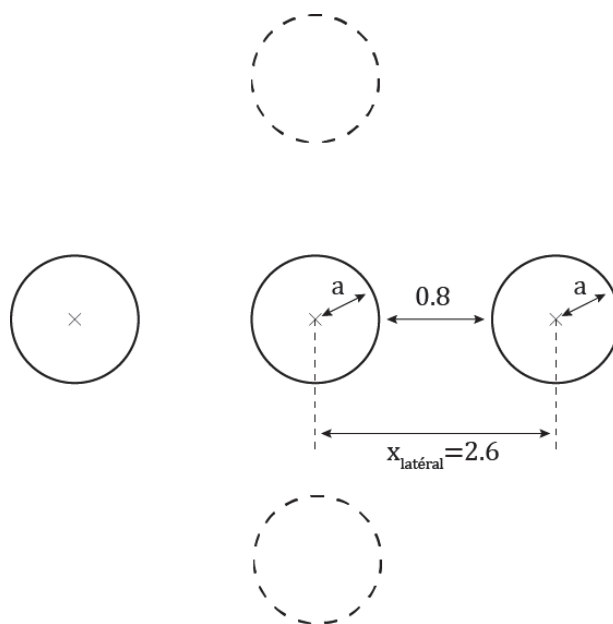


Figure 35 : Dimensions en millimètres du capteur multiélément.

### 2.1. Dimensions de la lentille

Les dimensions de la lentille sont importantes puisqu'elles conditionnent les dimensions du capteur entier. L'idéal serait d'avoir un grand rayon de lentille de façon à faciliter la séparation des échos spéculaire et de Rayleigh. Toutefois plus ce rayon sera grand, plus la distance parcourue par les ondes dans le couplant le sera elle aussi. L'atténuation du couplant est à prendre en compte dans le dimensionnement de la lentille. Dans le cas de l'eau à 25°C, cette atténuation atteint les  $0.191 \text{ dB.mm}^{-1}.\text{MHz}^{-2}$ . La lentille est choisie pour avoir une atténuation totale dans le couplant après un aller-retour au point focal qui ne dépasse pas les 100 dB.

Au final les dimensions retenues pour la lentille sont celles présentées dans le Tableau 1 ci-dessous avec comme objectif un fonctionnement à 27 MHz.

Tableau 2 : Dimensions de la lentille du capteur multiélément.

|  |        |
|--|--------|
| Rayon géométrique                        | 4.6 mm |
| Ouverture géométrique                    | 46.7°  |
| Diamètre apparent                        | 6.7 mm |
| Distance focale                          | 6.6 mm |
| Atténuation d'un aller-retour dans l'eau | 68 dB  |

## 2.2. Position des électrodes latérales du capteur multiélément

Le placement des électrodes latérales est fait en fonction des dimensions de la lentille. Pour générer l'onde de Rayleigh, le lobe principal de l'électrode latérale doit être placé au niveau de l'angle de la lentille qui amènera une incidence sur le matériau égale à l'angle de Rayleigh de ce même matériau. La focalisation de la lentille ne se fait pas en son point central mais en un point plus éloigné. Cela signifie que l'angle de réfraction est inférieur à l'angle géométrique de la lentille. Ainsi, en considérant que la lentille est placée dans le champ lointain de l'électrode, les rayons incidents sont supposés perpendiculaires au sommet de la lentille comme le montre la Figure 36. Cela donne comme relation entre l'angle d'incidence sur le matériau  $\theta_{Mat}$  et l'angle d'incidence géométrique  $\theta_{Géo}$  de la lentille :

$$\theta_{Mat} = \theta_{Géo} - \sin^{-1} \left( \frac{c_{eau}}{c_{silice}} \sin \theta_{Géo} \right). \quad (III.1)$$

Une bonne approximation de l'équation (III.1) est réalisable en la décomposant en série de Taylor pour permettre l'expression de  $\theta_{Géo}$  en fonction de  $\theta_{Mat}$ . Cependant la décomposition de l'arc sinus puis du sinus donnera un résultat complexe. Il est plus rapide d'appliquer une méthode itérative en cherchant  $\theta_{Mat} = \theta_{Rayleigh}$ . Les résultats d'une telle méthode donneront, pour un angle de Rayleigh  $\theta_{Rayleigh} = 26^\circ$ , un angle géométrique proche de  $\theta_{Géo} = 34.3^\circ$ . A partir du rayon de la lentille, la position du rayon sur cette dernière et par conséquent la position de l'électrode latérale sera donnée par la relation trigonométrique :

$$x_{latéral} = r_{lent} \sin(\theta_{Géo}). \quad (III.2)$$

Les dimensions du transducteur multiélément peuvent maintenant être déterminées. Elles sont représentées sur la Figure 35 avec  $x_{latérale} = 2.6 \text{ mm}$  et  $a_{centre} = a_{latérale} = a = 0.9 \text{ mm}$ . La ligne à retard quant à elle doit être de longueur supérieure à la distance de Fresnel qui vaut 3.7 mm. Pour un souci de non recouvrement des multiples échos dus aux allers-retours dans la ligne à retard, la longueur de celle-ci est choisie à 12 mm.

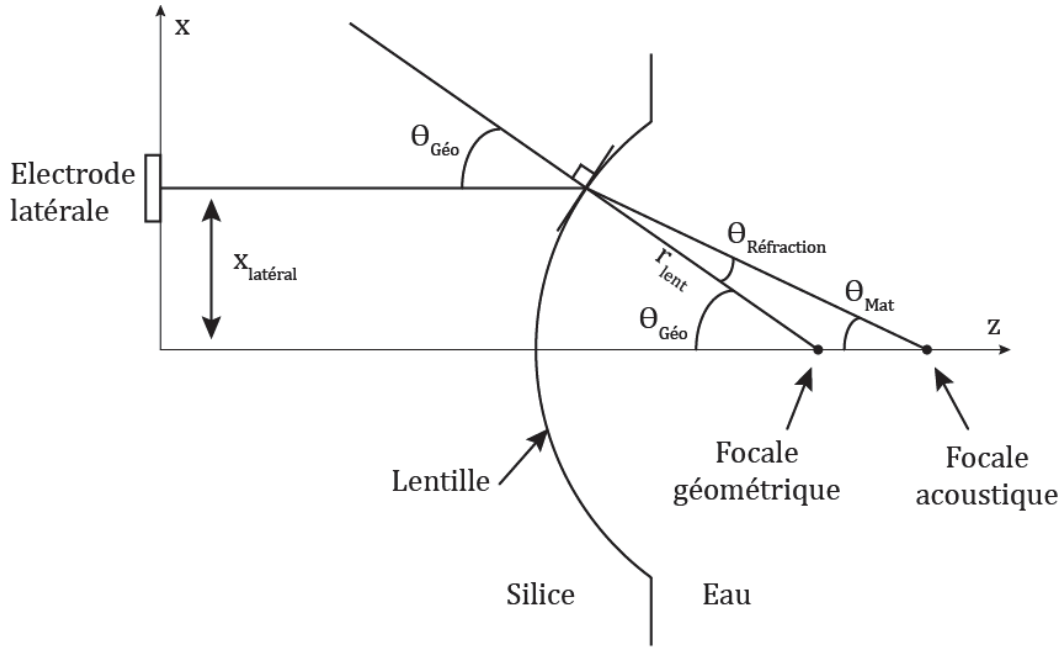


Figure 36 : Incidence d'un rayon après réfraction par une lentille d'interface Silice/Eau.

### 2.3. Dimensions des électrodes latérales

Pour un premier prototype, la séparation des différentes électrodes a été réalisée par des outils usuels de gravure. L'espace entre les électrodes a donc été déterminé par les contraintes technologiques de fabrication du capteur. La gravure nécessite l'utilisation d'une fraise pouvant graver l'élément piézoélectrique qui est une céramique de Niobate de Lithium. Ainsi l'utilisation d'outils diamantés s'est imposée dont le diamètre minimal est de 0.8 mm. L'espace entre deux électrodes adjacentes sera donc de cette valeur. Ces dimensions de gravures ne sont pas compatibles avec une miniaturisation du capteur qui permettrait une augmentation de la fréquence de fonctionnement. La réalisation d'un capteur multiélément de plus haute fréquence nécessitera donc une gravure en salle blanche.

La taille de la lentille détermine aussi bien la position des électrodes latérales que leur rayon maximal. En effet, les électrodes latérales doivent avoir les mêmes dimensions que celles de l'électrode centrale pour avoir un champ rayonné équivalent et notamment une distance de Fresnel, séparant le champ proche et le champ lointain, égale. La position d'une électrode latérale et la largeur de gravure étant fixées, le reste des dimensions s'en déduit rapidement. Pour une position  $x_{latérale}$ , l'espace restant pour un rayon d'électrode latérale et d'électrode centrale est de :

$$a_{centre} = a_{latérale} = \frac{x_{lat} - 0.8 \times 10^{-3}}{2}. \quad (III.3)$$

## 2.4. Séparation mécanique et électrique des électrodes

Une étape de gravure de l'élément piézoélectrique après avoir été collé sur la ligne à retard est nécessaire pour séparer mécaniquement et électriquement les différentes électrodes. C'est une étape critique dans la fabrication du capteur. Le Niobate de Lithium est une céramique dure (5 sur l'échelle de Mohs, équivalent au verre) qu'il n'est pas possible de graver avec des outils classiques en carbure de tungstène. Il est nécessaire d'utiliser des outils diamantés. En plus de sa dureté, c'est aussi un matériau très fragile qui se fissure très facilement. C'est pour cela que le point de début de gravure a été choisi en dehors du motif pour éviter qu'une éventuelle fissure liée à la première approche de l'outil sur le matériau se situe au niveau d'une électrode.

La Figure 37 présente le résultat d'une telle gravure sur un élément piézoélectrique de 125  $\mu\text{m}$  d'épaisseur réalisée pour un capteur multiélément. La profondeur de gravure doit être contrôlée à la dizaine de microns près. Il n'est pas possible de graver entièrement l'élément piézoélectrique au risque de graver aussi l'électrode électrique et de perdre le contact. Un contrôle de la profondeur de gravure est possible par microscopie acoustique. Les temps de vol des échos permettent de retrouver la variation de hauteur en connaissant la vitesse du couplant. Ainsi le profil du transducteur dans son axe horizontal central est présenté sur la Figure 38. Le diamètre des électrodes est compris entre 1.71 mm et 1.73 mm pour un diamètre voulu de 1.8 mm. La hauteur de gravure est comprise entre 75 et 90  $\mu\text{m}$  ce qui représente environ 70% de l'épaisseur du transducteur de 125  $\mu\text{m}$ . La gravure n'a ainsi pas atteint ou dépassé la couche d'or de l'interface inférieure.

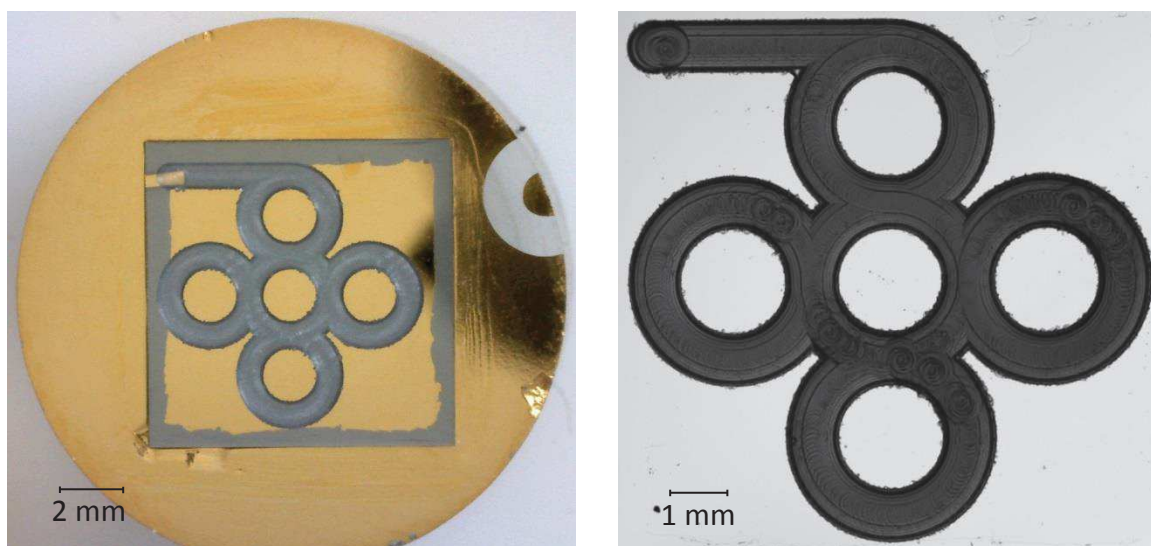


Figure 37 : Image optique (à g.) et acoustique (à d.) d'un transducteur collé sur une ligne à retard et gravé.

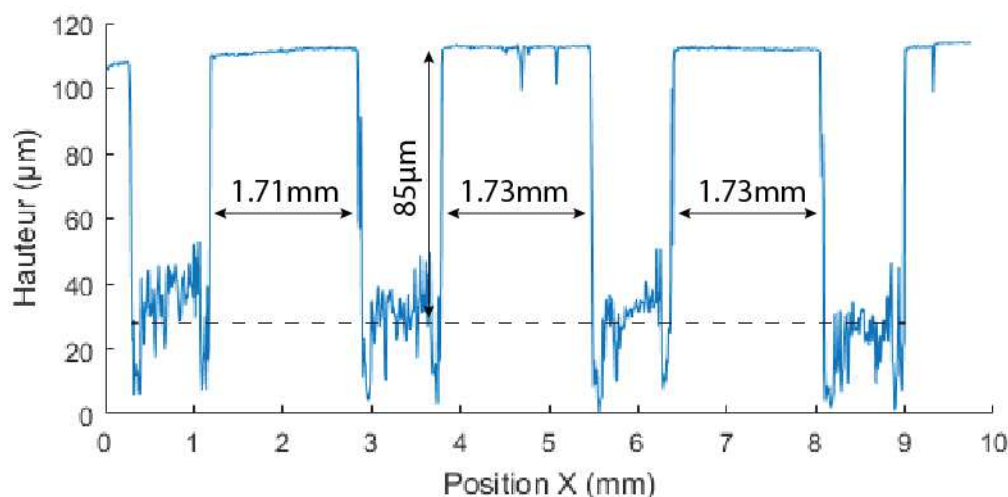


Figure 38 : Profil du transducteur dans son axe horizontal central réalisé par microscopie acoustique.

La Figure 39 dénote la dureté et la fragilité de la céramique en présentant le résultat d'une gravure de transducteur qui n'était pas suffisamment refroidie à l'eau. Cela a provoqué l'apparition de fissures visibles en partie sur l'image optique, mais la couche d'or superficielle, qui semble intacte, en masque une grande partie. L'image obtenue en microscopie acoustique en revanche nous révèle l'intégralité des fissures, dont notamment les fissures non débouchantes. C'est un des atouts majeurs de la microscopie acoustique devant la microscopie optique.

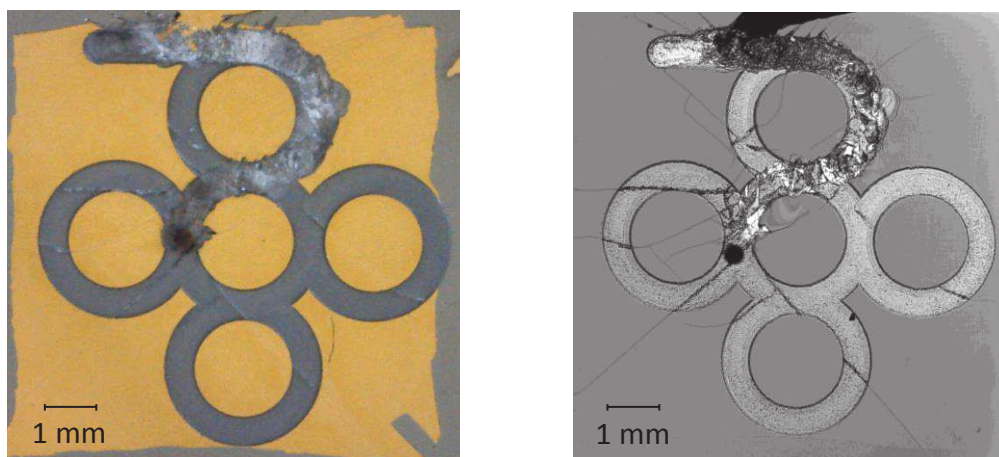


Figure 39 : Image optique (à g.) et acoustique (à d.) d'un transducteur collé sur une ligne à retard et gravé. Suite à un dysfonctionnement, la gravure a généré des fissures.

Le dimensionnement du capteur multiélément n'aurait pas été possible sans modéliser les champs rayonnés par chacune des électrodes. Ces champs vont maintenant être présentés.

### 3. Rayonnement du capteur multiélément

La présentation des champs rayonnés par une électrode centrale et une électrode latérale sera séparée en trois parties. La première partie va s'intéresser au champ rayonné dans la ligne à retard, la deuxième à celui illuminant la lentille et la troisième et dernière montrera la déviation des champs induits par la lentille.

#### 3.1. Champ rayonné dans la ligne à retard

Les champs rayonnés par l'électrode centrale et une électrode latérale sont représentés sur la Figure 40. Leur champ est équivalent à celui d'un piston plan comme celui décrit dans le second chapitre. Leur placement et leurs dimensions en revanche permettent une illumination sur la lentille propre à chaque électrode. L'électrode centrale illumine par son lobe principal le centre de la lentille quand pour le cas de l'électrode latérale c'est une zone de la lentille déterminée précédemment pour une génération optimale de l'onde de Rayleigh qui reçoit le champ de son lobe principal.

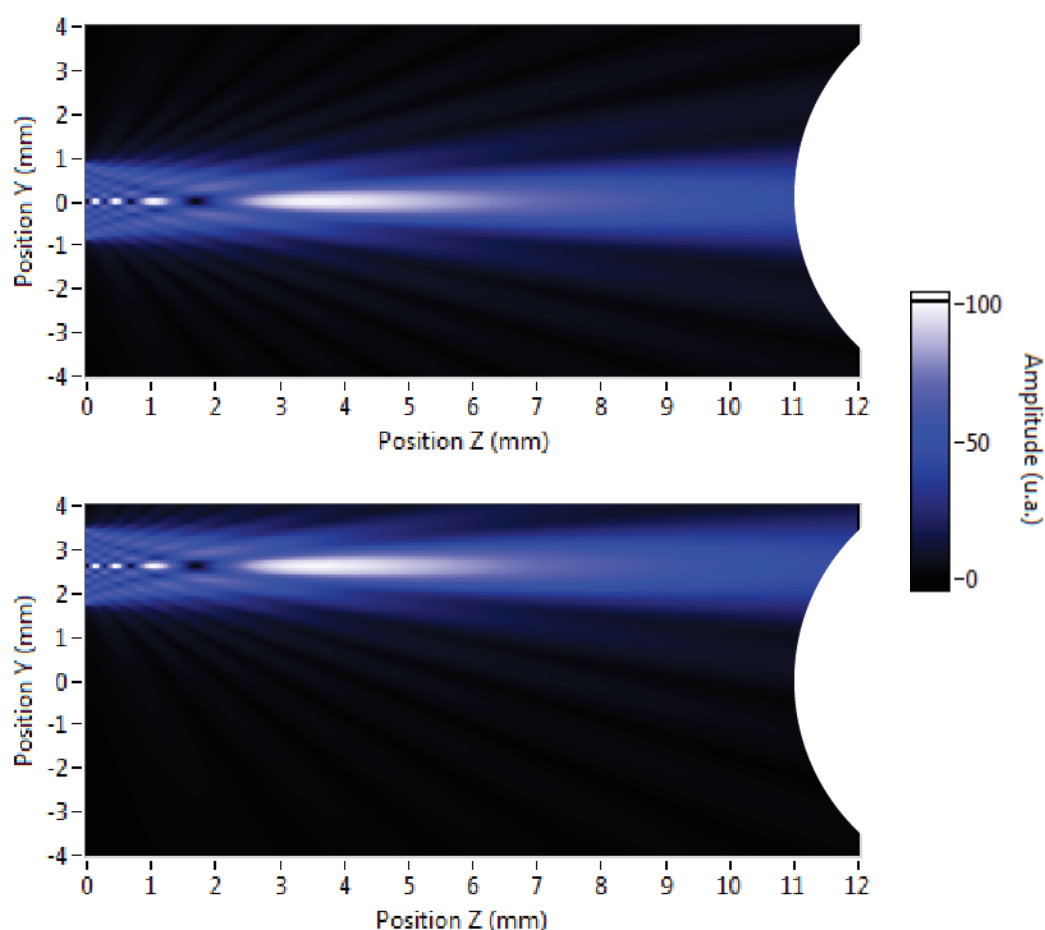


Figure 40 : Champ rayonnée par le capteur multiélément dans la ligne à retard. En haut est représenté le champ de l'électrode centrale et en bas celui d'une électrode latérale.



Le champ rayonné simultanément par les deux électrodes latérales est exposé sur la Figure 41. Ces champs interfèrent légèrement entre eux et amplifient le champ sur le centre de la lentille. Pour éviter une génération supplémentaire d'ondes spéculaires, il sera préférable d'exciter séparément les deux électrodes et de fonctionner en émission sur l'une d'elle et en réception sur la seconde.

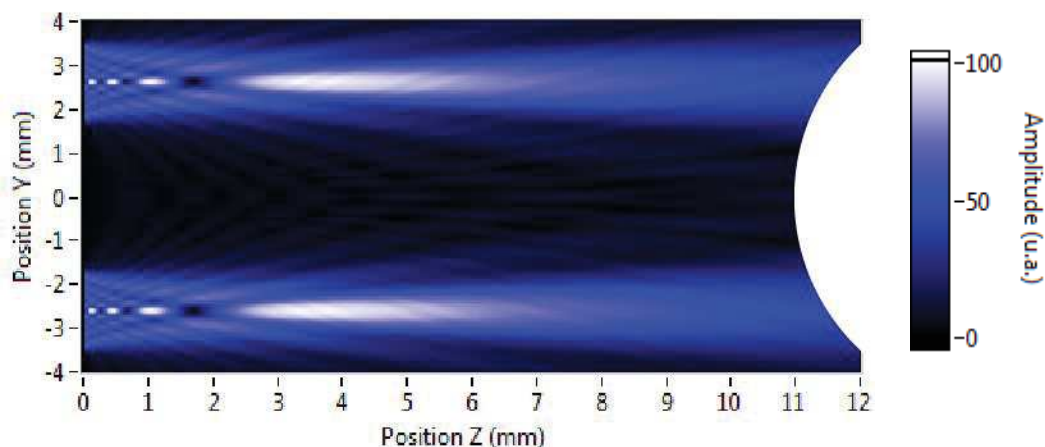


Figure 41 : Champ rayonné simultanément par les deux électrodes latérales du capteur multiélément dans la ligne à retard.

### 3.2. Champ rayonné sur la lentille

Le champ rayonné sur la lentille par une électrode centrale et une électrode latérale du capteur multiélément est calculable. Il est représenté sur la Figure 42. La puissance rayonnée par l'électrode centrale est maximale au centre de la lentille et faible sur l'angle de  $34.3^\circ$ . Le maximum de puissance de l'électrode latérale est placé sur l'angle  $34.3^\circ$  comme prévu lors du dimensionnement avec peu de puissance sur le centre de la lentille. La bande passante à la moitié de la puissance maximale intègre les angles compris entre  $20^\circ$  et  $47^\circ$  (la limite angulaire de la lentille). En théorie, à partir de l'équation (II.14), il est possible d'exciter un matériau avec une électrode latérale sous une incidence comprise entre  $15^\circ$  et  $35^\circ$ . Lorsque le couplant est de l'eau à température ambiante,  $c_{eau} = 1500 \text{ m.s}^{-1}$ , cela correspond à une vitesse de Rayleigh comprise entre  $2600 \text{ m.s}^{-1}$  et  $5800 \text{ m.s}^{-1}$ .

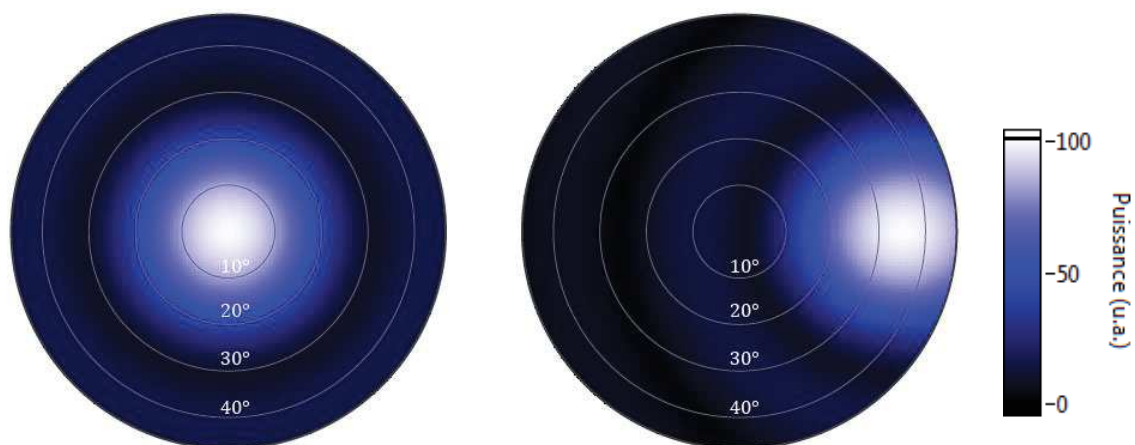


Figure 42 : Champ rayonné par l'électrode centrale (à g.) et une électrode latérale (à d.) du capteur multiélément sur une lentille. Elle possède un rayon géométrique de 4.6 mm et une ouverture de  $47^\circ$ .

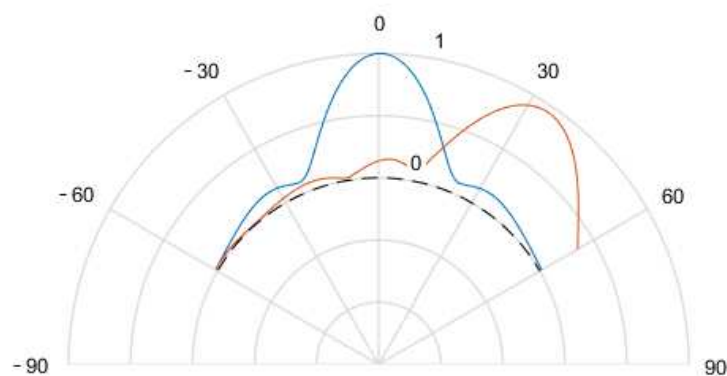


Figure 43 : Champ rayonné dans l'axe central horizontal de la Figure 42 par l'électrode centrale (en bleue) et une électrode latérale (en rouge) du capteur multiélément sur une lentille. La lentille possède un rayon géométrique de 4.6 mm et une ouverture de 46.7°.

### 3.3. Champ rayonné après la lentille

La Figure 44 et la Figure 45 présentent les champs après la lentille dus à l'électrode centrale et à une électrode latérale. Dans les deux cas, la lentille induit une focalisation du faisceau réfracté. La demi-ouverture du faisceau central au niveau du point focal est de 10°. Cet angle est suffisamment faible pour éviter la génération de l'onde de Rayleigh. Il coïncide avec une vitesse minimale de Rayleigh de  $8640 \text{ m.s}^{-1}$  qui ne correspond à la vitesse de Rayleigh d'aucun matériau connu.

Le faisceau de l'électrode latérale possède une incidence par rapport à l'axe central de la lentille comprise entre 15° et 35° avec un maximum à 30°. Ces angles correspondent à des angles de Rayleigh de matériaux de vitesses de Rayleigh comprises respectivement entre 5800 et  $2620 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces résultats sont équivalents à ceux prévus dans la partie précédente. Les faisceaux d'incidence inférieure à 25° paraissent cependant de faible intensité.

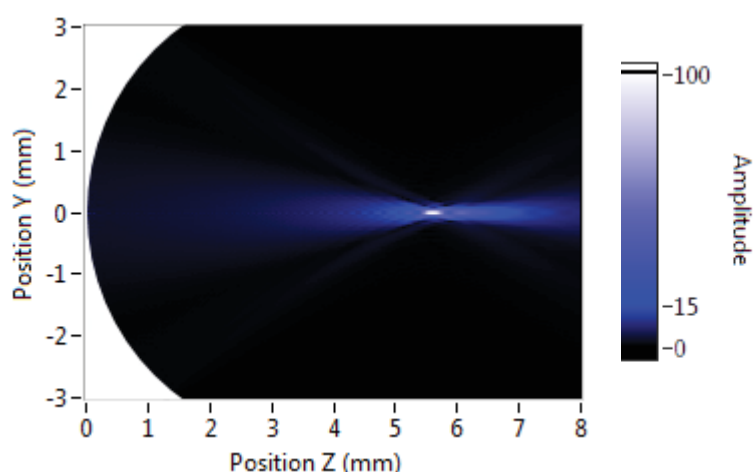


Figure 44 : Champ rayonné après la lentille par l'électrode centrale du capteur multiélément.

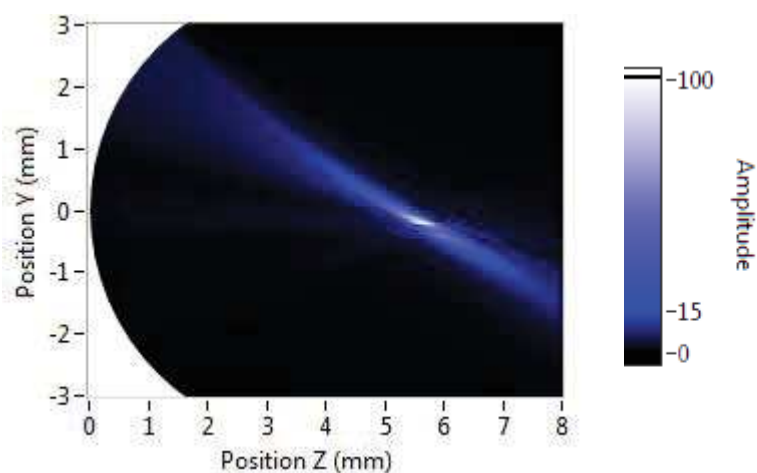


Figure 45 : Champ rayonné après la lentille par une électrode latérale du capteur multiélément.

Les champs modélisés mettent en évidence la directivité des différentes électrodes du capteur multiélément. Cette directivité couplée à la focalisation de la lentille permet d'obtenir une incidence sur un matériau comprise entre  $15^\circ$  et  $35^\circ$  pour en exciter majoritairement le mode de Rayleigh. Une attention particulière a été portée sur les dimensions des électrodes et de la ligne à retard pour avoir un champ très faible sur le centre de la lentille lorsque rayonne une électrode latérale. Ainsi, l'onde spéculaire devrait s'en trouver fortement réduite.

## 4. Conclusion

Le transducteur multiélément dimensionné lors de ce chapitre semble ainsi correspondre à la nécessité de décoreller l'onde de Rayleigh et l'onde spéculaire. Les électrodes latérales possèdent un champ similaire à celui de l'électrode centrale mais leur position est choisie de façon à ce qu'elles rayonnent sur les bords de la lentille dont les inclinaisons favorisent la génération du mode de Rayleigh de matériaux dont la vitesse de Rayleigh est comprise entre 2600 et 5800 m.s<sup>-1</sup>.

La méthode de gravure mécanique utilisée, bien que limitante dans la miniaturisation prévue du capteur, est ici suffisante dans la réalisation du prototype. Sa fréquence de fonctionnement est de 27 MHz. Les champs rayonnés par l'électrode centrale et une électrode latérale ont été comparés. Ils sont suffisamment directifs pour illuminer la lentille sur des surfaces propres à chacun permettant respectivement la génération de l'onde spéculaire et de l'onde de Rayleigh.

De plus le motif du transducteur choisi ici est composé de quatre électrodes latérales réparties autour de l'électrode centrale. Ainsi deux axes privilégiés de propagation de l'onde de Rayleigh sont possibles. Cela autorise une caractérisation de l'anisotropie des matériaux étudiés et ce sans avoir à effectuer une rotation du capteur. Les futurs capteurs multiéléments pourront profiter de la diminution du diamètre des électrodes latérales pour en intégrer un nombre plus important. Avec une électronique adaptée (possédant un nombre de voies suffisant), la caractérisation anisotrope n'en serait que meilleure.

Maintenant que le prototype est dimensionné et réalisé, une étude temporelle est nécessaire. Le modèle fréquentiel de signature acoustique (présenté au cours du premier chapitre) sera étendu au domaine temporel et intégrera l'aspect multiélément. De plus, une méthode permettant une caractérisation de la vitesse de Rayleigh à partir du temps de vol de l'onde de Rayleigh sera proposée.



# Chapitre IV : Etude temporelle, théorique et pratique, du dispositif multiélément

## 1. Introduction

Le précédent chapitre s'est principalement attardé sur le dimensionnement du capteur multiélément ainsi que sur son étude fréquentielle. Nous allons maintenant étudier son fonctionnement dans le domaine temporel de façon théorique et pratique.

La première partie de ce chapitre présentera une amélioration du modèle de signature acoustique décrit dans le chapitre II. Il intégrera la modélisation du capteur multiélément pour en simuler les différents échos qu'il recevra. Cela permettra de proposer une méthode de mesure de la vitesse de Rayleigh à partir de la différence de temps de vol de l'onde de Rayleigh pour deux focalisations différentes du capteur.

La partie suivante se concentrera sur l'utilisation expérimentale du capteur multiélément. Différents échogrammes du capteur au cours de sa défocalisation seront présentés. Une mise en évidence du mode de Rayleigh sera ainsi possible. Nous verrons qu'il n'est cependant pas possible de s'affranchir totalement des réflexions spéculaires. Celles-ci auront toujours lieu à la surface d'un matériau pour tout angle d'incidence. Toutefois, la sélectivité de la lentille empêchera, à partir d'une certaine défocalisation, l'électrode latérale de capter l'onde spéculaire. Une mesure de la vitesse de Rayleigh sur des échantillons de Chrome et de Silice sera présentée.

Enfin, la dernière partie présentera les premières images de propriétés mécaniques obtenues à l'aide du capteur multiélément. Ces images ont été faites sur deux échantillons : un premier échantillon de Silice considéré comme homogène et un second de Chrome qui lui est hétérogène.

## 2. Traitement théorique des échos reçus par le capteur multiélément

### 2.1. Extension du modèle de signature acoustique au domaine temporel

L'obtention de signaux acoustiques est possible à partir du modèle de signature acoustique en calculant la tension de sortie  $V(z)$  en fonction de la focalisation, non plus à une fréquence fixe comme dans le chapitre II, mais sur une gamme de fréquences sur laquelle est effectuée une transformée de Fourier inverse permettant de passer du domaine fréquentiel au domaine temporel [Zhang-99]. La fonction pupille  $P(\theta)$ , le champ  $C(\theta)$  de l'élément piézoélectrique sur la lentille et le coefficient de réflexion  $R(\theta)$  sont à calculer pour toutes les fréquences et deviennent par conséquent respectivement  $P(\theta, \omega)$ ,  $C(\theta, \omega)$  et  $R(\theta, \omega)$  pour permettre de calculer  $V(z, \omega)$ . Pour retranscrire le comportement d'un capteur réel, les différents  $V(z, \omega)$  peuvent être pondérés par sa bande passante.

La Figure 46 présente la matrice  $V(z, \omega)$  du capteur monoélément du Tableau 1 rayonnant sur un échantillon de duralumin, sans prendre en compte sa bande passante (à g.) et en la prenant en compte (à d.). Chaque  $V(z)$  est normalisé par son maximum de façon à pouvoir les comparer entre eux. La défocalisation maximale ( $z_{\max}$ ) est inférieure au millimètre puisqu'elle est suffisante à 50 MHz pour remonter aux propriétés mécaniques. Cependant elle est insuffisante pour les fréquences inférieures à 20 MHz à la vue du peu de périodes présentes. La périodicité des interférences diminue avec la fréquence, résultat logique puisque la longueur d'onde des ondes émises diminue aussi. La pondération par la bande passante du capteur ne fait que restreindre la gamme de fréquence utilisable mais cela met en évidence le lien qu'il y a entre la fréquence du capteur et la résolution atteinte par la mesure de propriétés mécaniques par signature acoustique. En effet, la défocalisation nécessaire pour avoir une bonne précision (c.-à-d. pour avoir un grand nombre de périodes) diminue proportionnellement avec la fréquence et donc diminue également la tache d'insonification.

L'application de la transformée de Fourier inverse sur  $V(z, \omega)$  donne donc  $V(z, t)$ , la tension de sortie du transducteur pour toutes les focalisations en fonction du temps. La transformée inverse n'est pas appliquée directement sur la matrice  $V(z, \omega)$  en deux dimensions mais sur chacun de ses vecteurs de fréquences pour reconstruire la matrice temporelle. Cette matrice, dans laquelle pour chaque focalisation le signal temporel est calculé, est représentée sur la Figure 47. A des fins de représentation, chaque signal temporel est normalisé par son maximum et le point focal est choisi comme origine des temps. De plus, le capteur est volontairement modélisé avec une grande bande passante pour permettre une décorrélation « à l'œil » des différents échos composant le signal. En effet, à partir du point focal, les échos de l'onde spéculaire et de l'onde de Rayleigh se séparent et sont très facilement distinguables. L'onde de Rayleigh, plus lente que celle de

l'onde spéculaire, voit son retard sur cette dernière augmenter proportionnellement avec la défocalisation. La Figure 48, expose les échos simulés pour une profondeur de focalisation  $P_1 = -800 \mu\text{m}$ . L'écho spéculaire et l'écho de Rayleigh sont suffisamment disjoint pour rendre possible une mesure de leur position temporelle respective.

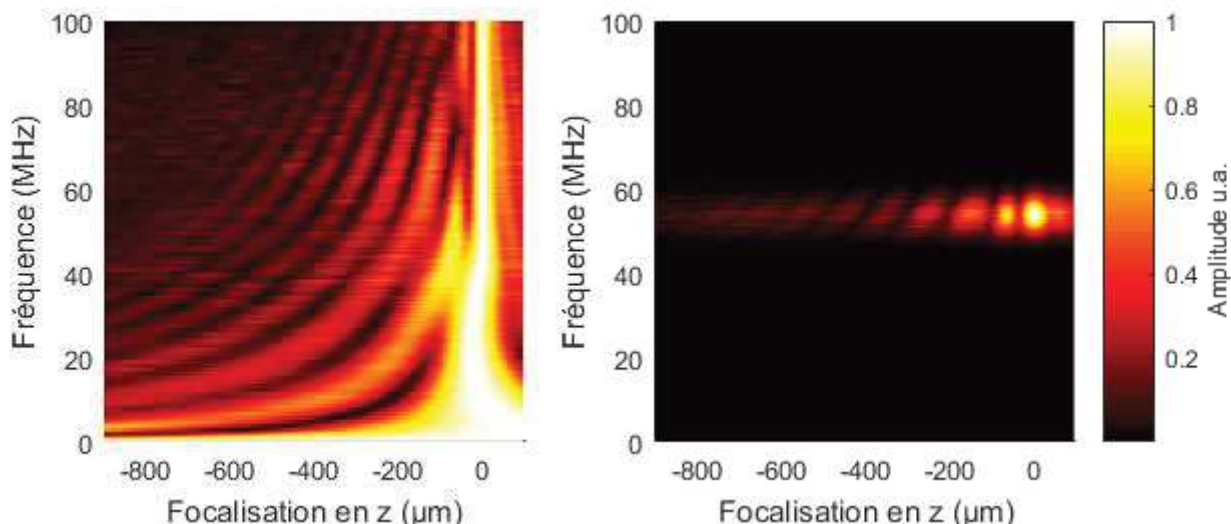


Figure 46 : Modélisation de signatures acoustiques sur un échantillon de duralumin sur la gamme de fréquences 0-100 MHz, avec (à d.) et sans (à g.) pondération par la bande passante.

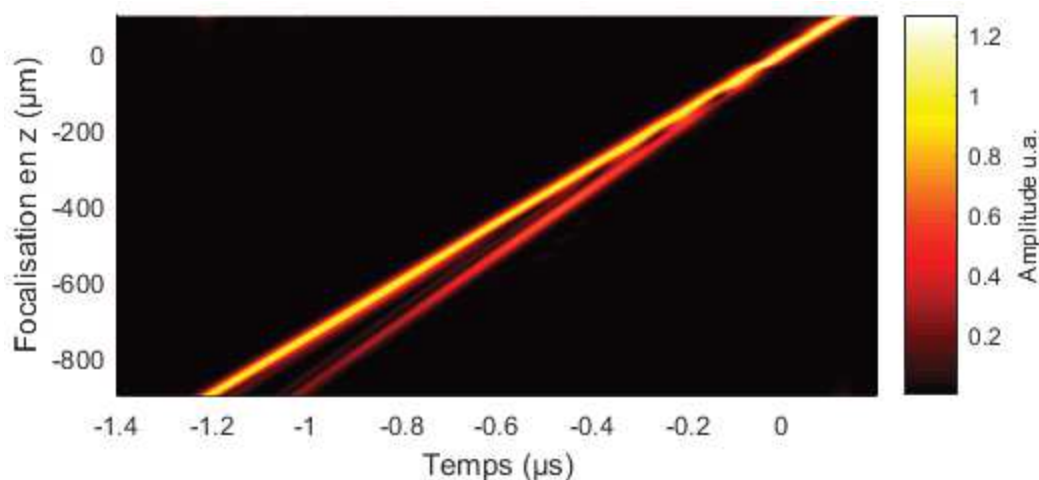


Figure 47 : Enveloppe de la tension de sortie  $V(z,t)$  modélisée d'un capteur focalisé de fréquence fondamentale 54 MHz large bande sur un échantillon de duralumin en fonction du temps et de la focalisation.

Un échogramme d'un capteur large bande tel que modélisé sur la Figure 47 pourrait permettre une discrimination des échos spéculaire et de Rayleigh et ainsi une mesure de leur temps de vol à deux focalisations différentes serait possible. Cependant, la réalisation d'un capteur large bande avec une bonne sensibilité reste compliquée.



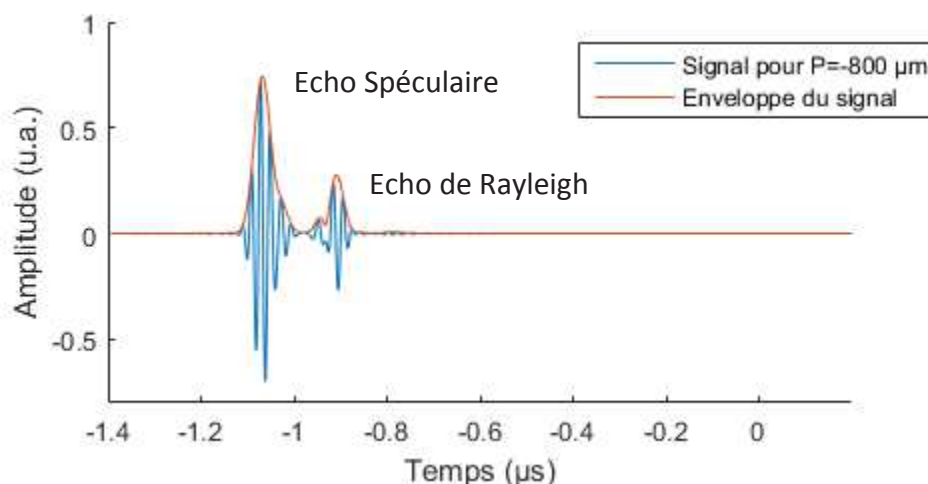


Figure 48 : Simulation du signal reçu par un capteur focalisé de fréquence fondamentale 54 MHz large bande sur un échantillon de Duralumin pour une défocalisation  $P=-800 \mu\text{m}$ .

## 2.2. Prise en compte de l'aspect multiélément dans le modèle de signature acoustique

Tel qu'il est présenté, le modèle s'affranchit de l'angle  $\beta$  de révolution autour de l'axe central du capteur. Cela consiste à considérer un champ uniforme en fonction de cet angle, hypothèse qui est vraie dans le cas d'un capteur monoélément puisque son électrode, ronde, présente une symétrie de révolution en fonction du même angle. Pour intégrer l'aspect multiélément du capteur multiélément, il est logique de devoir prendre en compte l'angle  $\beta$  puisque qu'il n'y a plus d'uniformité du champ en fonction de cet angle. Cependant, de façon à garder un modèle simple et rapide, l'intégration suivant l'angle  $\beta$  ne sera pas ajoutée. Plusieurs hypothèses sont ainsi faites :

- La première hypothèse s'applique au champ rayonné par une électrode latérale sur la lentille. Sur la représentation tridimensionnelle de la Figure 49, ce champ possède une forme circulaire, projection de la forme ronde de l'électrode sur une sphère. Cependant,  $P(\theta)$  est une représentation bidimensionnelle de ce champ sur un méridien de la lentille ce qui conduit à considérer qu'une électrode latérale illumine la lentille sur un segment sphérique.
- La deuxième hypothèse découle de la première. Puisqu'une électrode latérale illumine la lentille sur un segment sphérique et que toutes les électrodes ont les mêmes dimensions avec un placement symétrique par rapport à l'axe central de la lentille, par extension leurs champs sont égaux.

Au final, la modélisation des signaux reçus par les différentes paires de transducteurs se fait en calculant le champ d'une électrode latérale sur le méridien de la lentille en vis-à-vis et en remplaçant le champ  $C(\theta, \omega)$  dans l'équation du  $V(z)$ . Les hypothèses réalisées auront pour conséquence une surestimation de l'amplitude de l'écho de Rayleigh sans modification de son temps de vol ou interférence avec l'écho spéculaire et ne permettront pas de simuler l'étude d'un matériau anisotrope.

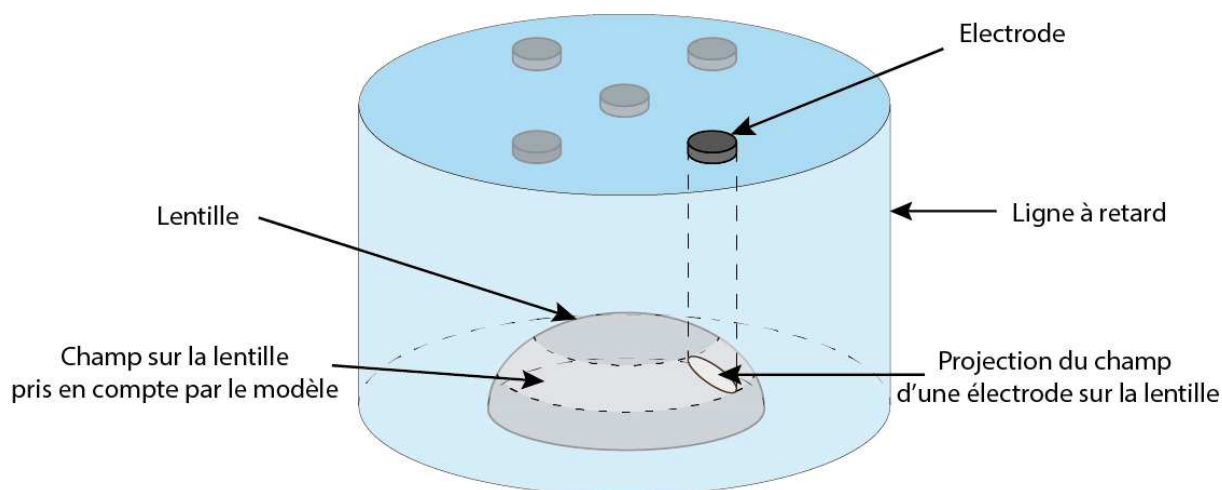


Figure 49 : Rayonnement réel (en traits pleins) et modélisé (en pointillés) d'une électrode centrale sur la lentille. Ceci est dû à la représentation bidimensionnelle de la lentille par le modèle.

La Figure 51 présente les résultats de la modélisation appliquée à une paire d'électrodes latérales du capteur multiélément et à l'électrode centrale (à g.) ainsi qu'à un capteur monoélément (à d.). Le capteur monoélément est reconstruit en additionnant les champs issus de l'électrode centrale et de l'électrode latérale du capteur multiélément. Dans les deux cas, le capteur est défocalisé de 1 mm par rapport à la distance focale. La fréquence fondamentale est de 27 MHz pour une bande passante telle que présentée sur la Figure 50. Une comparaison est faite entre les signaux simulés pour une même focalisation avec deux profils de lentille différents (ouverture de 15° et de 45°) et sur deux matériaux différents, du duralumin et du plomb (dont le coefficient de réflexion sera considéré comme constant pour toutes les fréquences et tous les angles).

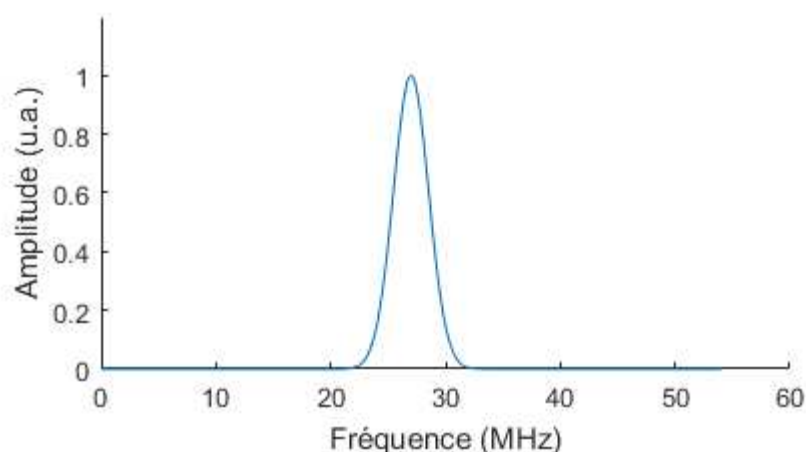


Figure 50 : Bande passante du capteur modélisé par la Figure 51.

Les deux chronographes des échos réfléchis par le duralumin avec une ouverture de lentille de 45° exposent que dans le cas d'un capteur monoélément, deux échos sont mélangés. Ces deux échos sont dus à l'onde spéculaire et à l'onde de Rayleigh. Dans le cas du capteur multiélément, les deux ondes sont reçues respectivement par l'électrode

centrale et par l'électrode latérale. La comparaison du plomb avec le duralumin permet de s'assurer que le comportement du matériau est bien pris en compte par le modèle et que le phénomène des interférences n'est pas uniquement dû à la géométrie du capteur. La comparaison des deux ouvertures permet à l'inverse de s'assurer que la géométrie du capteur a aussi un impact sur les interférences.

D'après le modèle temporel, la séparation des échos spéculaire et de Rayleigh est possible avec le capteur multiélément. Cette différenciation permet ainsi d'effectuer des mesures de temps de vol pour mesurer la vitesse du couplant et de celle de Rayleigh. Ces mesures sont rapides à effectuer puisqu'il convient de mesurer la différence de temps de vol pour chaque onde à deux focalisations différentes. Le traitement pour remonter à la vitesse du couplant est simple. En effet, le trajet de l'onde spéculaire est parallèle à l'axe de défocalisation et cette dernière n'implique qu'un changement de distance parcourue dans le couplant. Ainsi, pour l'onde spéculaire, la différence de temps de vol  $\Delta t_{Spec}$  due à une défocalisation  $\Delta L$  donne la vitesse du couplant  $v_{couplant} = 2\Delta L / \Delta t_{spec}$ .

Une relation aussi directe ne peut pas être appliquée à l'onde de Rayleigh, le trajet de cette onde étant plus complexe que celle de l'onde spéculaire. Regardons maintenant comment calculer la vitesse de Rayleigh à partir du temps de vol de l'onde de Rayleigh.

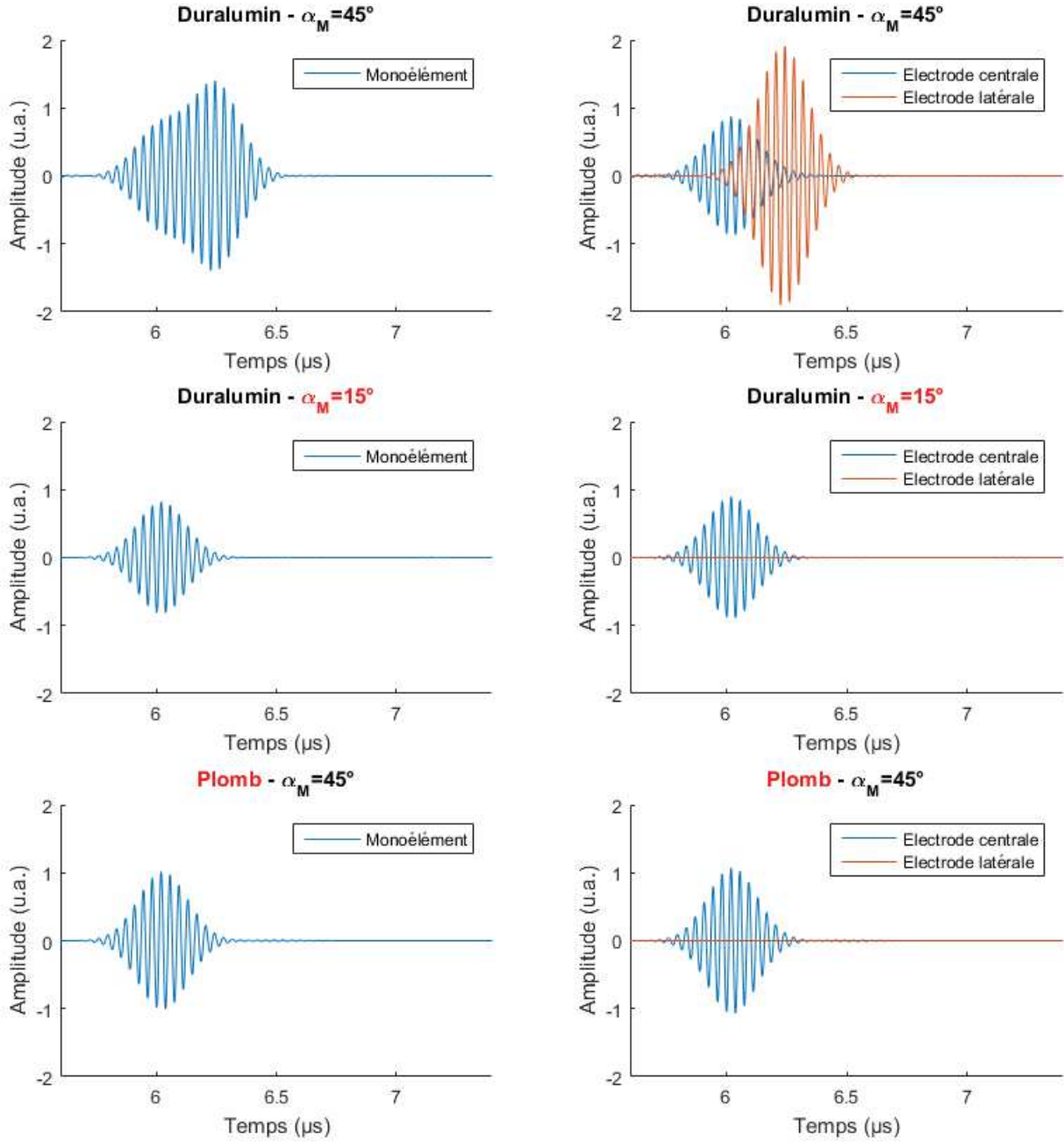


Figure 51 : Comparaison des signaux simulés avec le capteur multiélément à une focalisation  $z = -1$  mm dans différentes configurations : en haut, échantillon de duralumin avec une lentille d'ouverture  $\alpha_M = 45^\circ$  ; au milieu échantillon de duralumin avec une lentille d'ouverture  $\alpha_M = 15^\circ$  (inférieure à l'angle de Rayleigh du duralumin) ; en bas échantillon de plomb (réflexion totale  $R(\omega, \theta) = 1$ ) avec une lentille d'ouverture  $\alpha_M = 45^\circ$ .

### 2.3. Calcul de la vitesse de Rayleigh à partir du temps de vol de l'onde de Rayleigh

Le trajet parcouru par l'onde de Rayleigh est séparé en trois parties, une propagation en onde de volume dans le couplant suivie d'une conversion en mode de Rayleigh à la surface du matériau et à nouveau d'une propagation sous forme d'onde de volume dans le couplant. Cette dernière définition ne prend pas en compte le parcours dans la ligne à retard qui est

invariable en fonction de la focalisation. Ainsi une défocalisation du capteur entrainera une diminution du trajet dans l'eau et une augmentation de la distance parcourue à la surface du matériau. Ces deux variations ne sont pas proportionnelles mais dépendent de l'angle de Rayleigh  $\theta_R$ .

Le schéma de la Figure 52 représente la géométrie des trajets de l'onde de Rayleigh à deux focalisations. Sur ce schéma, les demi distances parcourues dans le couplant et à la surface du matériau sont exprimées respectivement par  $d_{couplant}$  et  $d_{surf}$ . L'indice juxtaposé correspond au trajet lorsque le capteur est focalisé à une profondeur  $P_1$  ou  $P_2$  grâce à une lentille de rayon  $R_{focale}$ .

Dans un premier temps, relier ensemble les différentes variables pour une focalisation  $P_1$ . L'angle de Rayleigh peut être exprimé par l'équation (IV.12) :

$$\cos \theta_R = \frac{P_1}{h_1} = \frac{P_1}{R_{focale} - d_{couplant_1}}, \quad (IV.1)$$

qui peut être écrit en fonction du temps de trajet dans l'eau  $t_{eau}$  et de la vitesse du couplant  $c_{couplant}$  :

$$\cos \theta_R = \frac{P_1}{R_{focale} - c_{couplant} \times t_{couplant_1}}. \quad (IV.2)$$

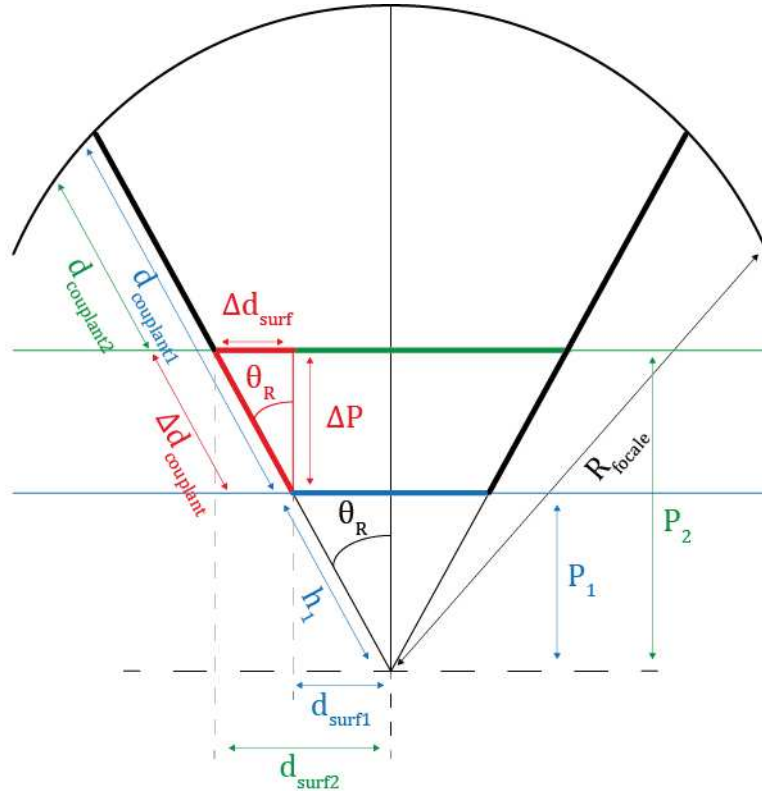


Figure 52 : Trajet de l'onde de Rayleigh à deux focalisations différentes.

Le temps de trajet dans le couplant est relié au temps de trajet à la surface du matériau par :

$$2t_{couplant_1} = t_1 - 2t_{surf_1} = t_1 - 2\frac{d_{surf_1}}{c_{surf}}, \quad (IV.3)$$

ou encore :

$$2t_{couplant_1} = t_1 - 2\frac{P_1 \tan \theta_R}{c_{surf}}, \quad (IV.4)$$

avec  $t_1$  le temps de trajet total et  $c_{surf}$  la vitesse de surface c.-à-d. la vitesse de Rayleigh.

Les formules (IV.13) et (IV.15) peuvent être réécrites en considérant une deuxième focalisation  $P_2$ . Les différences de trajet entre les focalisations  $P_1$  et  $P_2$  sont représentées sur la Figure 52 par le triangle rouge de côtés  $\Delta d_{surf} = d_{surf_2} - d_{surf_1}$ ,  $\Delta d_{couplant} = d_{couplant_1} - d_{couplant_2}$  et  $\Delta P = P_2 - P_1$ . Au final, (IV.13) et (IV.15) peuvent s'exprimer par la différence des temps de trajet  $\Delta t = t_1 - t_2$  :

$$\cos \theta_R = \frac{\Delta P}{c_{couplant} \times 2(t_{couplant_1} - t_{couplant_2})}, \quad (IV.5)$$

$$t_{couplant_1} - t_{couplant_2} = \Delta t + \frac{\Delta P \tan \theta_R}{c_{surf}}. \quad (IV.6)$$

L'injection de l'équation (IV.17) dans l'équation (IV.16) permet d'obtenir l'expression de l'angle  $\theta_R$  en fonction de  $\Delta P$  et de  $\Delta t$  après réarrangement :

$$\cos \theta_R = \frac{c_{couplant} \times \Delta t}{2\Delta P}. \quad (IV.7)$$

Il ne reste plus qu'à appliquer la formule de Snell-Descartes pour récupérer la vitesse de l'onde de surface, la vitesse de Rayleigh :

$$V_r = \frac{c_{eau}}{\sin \theta_r}. \quad (IV.8)$$

Sachant que  $\sin(\arccos(x)) = \sqrt{1-x^2}$ ,  $V_r$  devient alors :

$$V_r = c_{eau} \left( 1 - \left( \frac{c_{eau} \Delta t}{2\Delta P} \right)^2 \right)^{-1/2}. \quad (IV.9)$$

## 2.4. Mesure par temps de vol de la vitesse de Rayleigh à partir du modèle de signature acoustique

Soient deux profondeurs de focalisation  $P_1 = -800 \mu\text{m}$  et  $P_2 = -1000 \mu\text{m}$  du capteur multiélément sur un échantillon de duralumin, regardons les signaux reçus par une électrode latérale sur la Figure 53. La détermination des positions temporelles des deux échos se fait par détection de maximum sur l'enveloppe du signal. Les positions temporelles associées aux focalisations  $P_1$  et  $P_2$  valent respectivement  $t_1 = 3.715 \mu\text{s}$  et  $t_2 = 3.486 \mu\text{s}$ . L'angle et la vitesse de Rayleigh calculés par les équations (IV.18) et (IV.19) valent respectivement  $\theta_R = 30.8^\circ$  et  $V_R = 2933 \text{ m.s}^{-1}$ . Par rapport à la vitesse  $v_{\text{Rayleigh}} = 2920 \text{ m.s}^{-1}$  trouvée en appliquant la relation de Viktorov, l'erreur est inférieure à 0.5%. La valeur trouvée est ainsi en accord avec la valeur théorique.

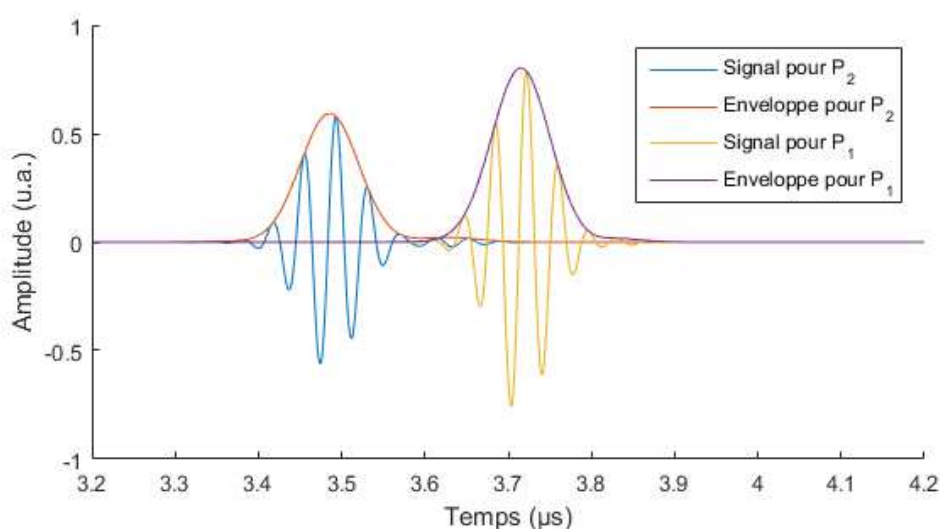


Figure 53 : Modélisation de l'enveloppe des signaux reçus par une électrode latérale du capteur multiélément après réflexion sur une surface de Duralumin, pour deux focalisation  $P_1 = 800 \mu\text{m}$  et  $P_2 = 1000 \mu\text{m}$ .

La position temporelle de l'écho de Rayleigh est simulée pour toutes les focalisations, la pente moyenne peut ainsi être déterminée par régression linéaire. Regardons maintenant la variation, autour de cette pente moyenne, de la position temporelle de l'écho de Rayleigh en fonction de la focalisation sur la Figure 54. De 0 jusqu'à  $-300 \mu\text{m}$ , la courbe montre des variations rapides de la position de l'écho probablement dues à des interférences avec un résidu d'écho spéculaire. Le reste de la courbe présente une oscillation plus lente correspondant probablement à des interférences avec le mode de propagation de surface de l'onde transverse.

Ce résultat indique une dépendance de la mesure de la vitesse de Rayleigh avec la différence de focalisation choisie. Deux focalisations rapprochées de valeurs comprises entre  $0 \mu\text{m}$  et  $-300 \mu\text{m}$  vont donner des valeurs erratiques dues à l'écho spéculaire toujours présent. Les binômes de focalisations inférieures à  $-300 \mu\text{m}$  résultent en des erreurs

relatives inférieures à 4% avec là aussi une disparité entre les erreurs. Pour  $P_1$  compris entre  $-200 \mu\text{m}$  et  $-800 \mu\text{m}$  et  $P_2$  compris entre  $-1200 \mu\text{m}$  et  $2000 \mu\text{m}$  l'erreur relative ne dépasse pas les 0.5%. Cela n'est pas le cas pour des valeurs de  $P_1$  entre  $-800 \mu\text{m}$  et  $1400 \mu\text{m}$  et de  $P_2$  entre  $-1100 \mu\text{m}$  et  $-1800 \mu\text{m}$  puisque l'erreur relative dépasse les 1% jusqu'à atteindre les 2%. Ces variations de l'erreur peuvent s'expliquer facilement à partir de l'équation (IV.9). L'erreur sur  $V_r$  dépend majoritairement de celle de  $\Delta t$  dans le rapport  $\Delta t/\Delta P$  et donc de celle de  $t_i$ , la position temporelle de l'écho de Rayleigh pour une focalisation  $P_i$ . L'erreur sur  $t_i$  étant fixe pour chaque focalisation, une grande différence de focalisation minimisera l'erreur sur  $\Delta t$ . Ainsi, l'erreur de mesure due à l'incertitude sur la différence de temps de vol de l'écho de Rayleigh  $\Delta t$  sera d'autant plus faible que la différence de focalisation  $\Delta P$  sera importante.

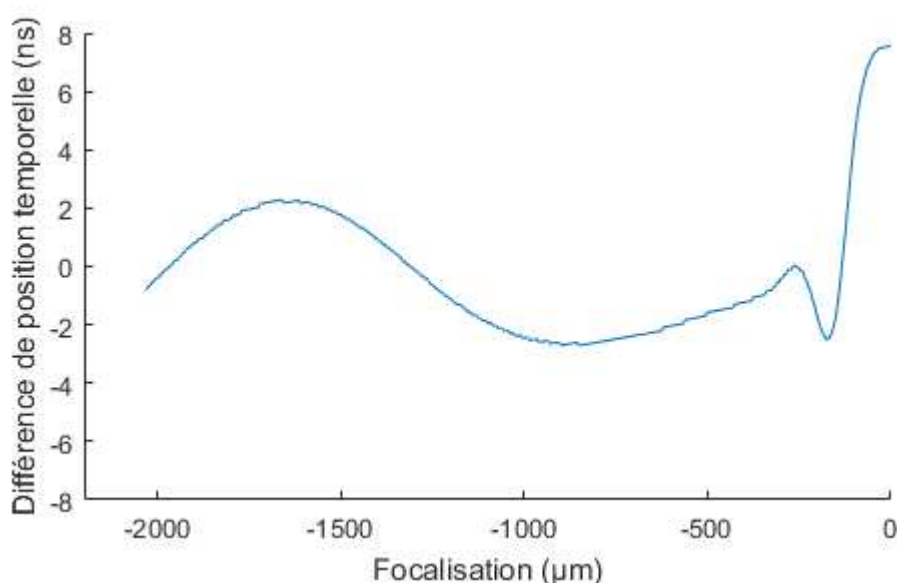


Figure 54 : Variation, en fonction de la focalisation, de la position temporelle de l'écho de Rayleigh par rapport à sa pente moyenne. Modélisation sur du Duralumin.



### 3. Mesure ponctuelle de propriétés mécaniques

#### 3.1. Mesure de la vitesse des ondes acoustiques dans le couplant

La mesure de la célérité des ondes acoustiques dans le couplant est possible en utilisant l'électrode centrale du capteur multiélément. L'onde spéculaire due à cet élément parcourt un trajet direct à la normale du matériau à étudier. Ainsi la différence de trajet est égale à la différence de focalisation  $\Delta P$ , amenant une différence de temps de vol  $\Delta t$ . La célérité dans le couplant se retrouve avec l'équation  $c_{couplant} = 2\Delta P / \Delta t$ . L'erreur sur cette mesure est estimée à un maximum de  $\varepsilon_{temp} = 4 \text{ m.s}^{-1}$  [Tardy-96].

#### 3.2. Erreur de mesure sur la vitesse de Rayleigh

Le système d'acquisition possède une fréquence d'échantillonnage  $f_{ech} = 2 \text{ GHz}$  et amène donc une erreur sur la position temporelle des échos  $\varepsilon_t = 1/2f_{ech} = 250 \text{ ps}$ . La Figure 55 représente l'erreur de mesure due à l'échantillonnage du système d'acquisition sur la vitesse de Rayleigh calculée pour une différence de focalisation  $\Delta P$  de  $1100 \mu\text{m}$ . Pour une gamme de vitesse comprise entre  $2000$  et  $4000 \text{ m.s}^{-1}$ , cette erreur est comprise entre  $0.5$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$ , soit une erreur relative maximale de  $1.3\%$ . Elle est inversement proportionnelle à la fréquence d'échantillonnage et pourra être réduite avec un échantillonnage à plus haute fréquence. La différence de focalisation pondère l'erreur amenée par l'échantillonnage elle aussi de façon inversement proportionnelle. Augmenter cette différence permet donc de réduire l'erreur de mesure mais augmente aussi les dimensions de la tâche focale et par conséquence réduit la résolution de la mesure. Un compromis est donc nécessaire entre erreur de mesure et résolution.

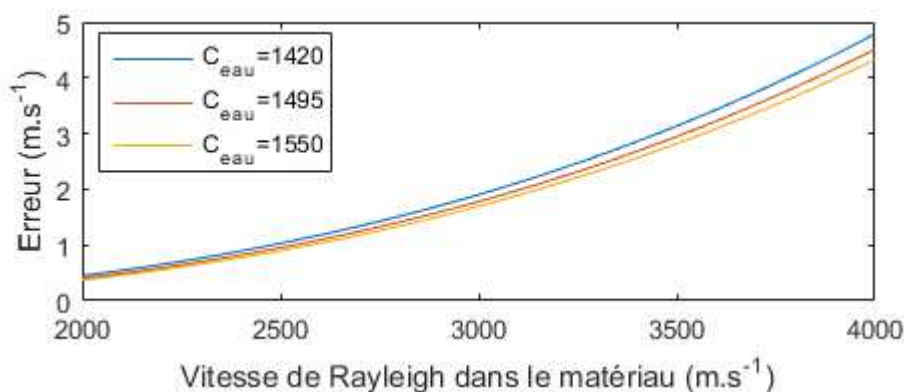


Figure 55 : Erreur de la vitesse de Rayleigh due à un échantillonnage à  $2 \text{ GHz}$  en fonction de la vitesse de Rayleigh dans le matériau. L'erreur est représentée pour trois célérités de couplant équivalentes à celles de l'eau pour trois températures ( $\sim 5^\circ\text{C}$ ,  $\sim 25^\circ\text{C}$  et  $\sim 60^\circ\text{C}$ ) et une différence de focalisation dans le matériau de  $500 \mu\text{m}$ .

L'erreur de la vitesse du couplant amène une erreur sur la vitesse de Rayleigh comprise entre  $4$  et  $5 \text{ m.s}^{-1}$  sur la gamme de vitesse de Rayleigh  $2000$  à  $4000 \text{ m.s}^{-1}$ . L'erreur de position des moteurs ( $\varepsilon_{moteurs} = 100 \text{ nm}$ ) induit une erreur maximale qui est de  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  pour une

vitesse de Rayleigh de  $4000 \text{ m.s}^{-1}$  jusqu'à un minimum de  $0.2 \text{ m.s}^{-1}$  pour une vitesse de  $2000 \text{ m.s}^{-1}$ . L'erreur totale de mesure pour  $f_{ech} = 2 \text{ GHz}$  et  $\Delta P = 1100 \text{ }\mu\text{m}$  est comprise entre 5 et  $12 \text{ m.s}^{-1}$  pour une erreur relative maximale de 3%.

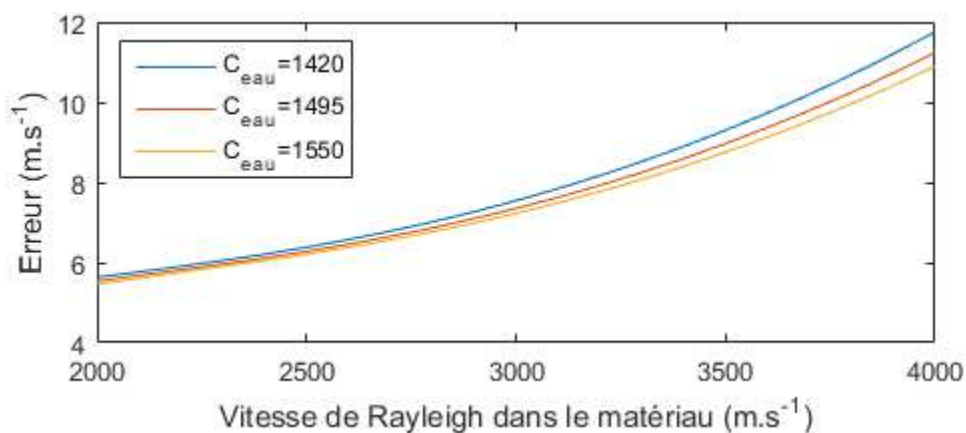


Figure 56 : Erreur totale sur la mesure de la vitesse de Rayleigh en fonction de la vitesse de Rayleigh dans le matériau pour un échantillonnage à 2 GHz et une différence de focalisation dans le matériau de  $500 \text{ }\mu\text{m}$ . Cette erreur inclue celle l'erreur d'échantillonnage et l'erreur sur la vitesse du couplant. Elle est représentée pour trois célérités de couplant équivalentes à celles de l'eau pour trois températures ( $\sim 5^\circ\text{C}$ ,  $\sim 25^\circ\text{C}$  et  $\sim 60^\circ\text{C}$ ).

### 3.3. Echogrammes obtenus avec le capteur multiélément

La Figure 57 présente l'enveloppe deux échogrammes obtenus avec une paire d'électrodes latérales du capteur multiélément. Ces échogrammes ont été réalisés en défocalisant le capteur dans deux matériaux : du Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) et de la Silice. La vitesse de Rayleigh dans le PMMA est trop faible ( $1242 \text{ m.s}^{-1}$  [Briggs-92]) pour autoriser un angle de Rayleigh avec de l'eau à température ambiante comme couplant. Le PMMA servira donc d'échantillon de référence dans lequel nous serons sûrs de ne pas exciter le mode de Rayleigh. A des fins de comparaison, pour chaque focalisation, les échos obtenus sur le PMMA et la Silice sont normalisés par l'écho sur la Silice.

Pour le PMMA, le faisceau présent représente les réflexions spéculaires puisque la génération de l'onde de Rayleigh n'est pas possible avec le capteur. Le dédoublement de ce faisceau à partir d'une défocalisation de 1 mm est probablement dû aux multiples trajets possibles des rayons spéculaires. La Silice présente le même faisceau spéculaire mais un faisceau d'intensité supérieure apparaît. Ce faisceau, nous le verrons par la suite, est celui du mode de Rayleigh. Ces deux échogrammes mettent en évidence des rayons spéculaires dont il n'est pas possible de s'affranchir totalement. Toutefois, le cas de la Silice nous montre que l'intensité du mode spéculaire est inférieure ( $\sim < 40\%$ ) à celle du mode de Rayleigh.

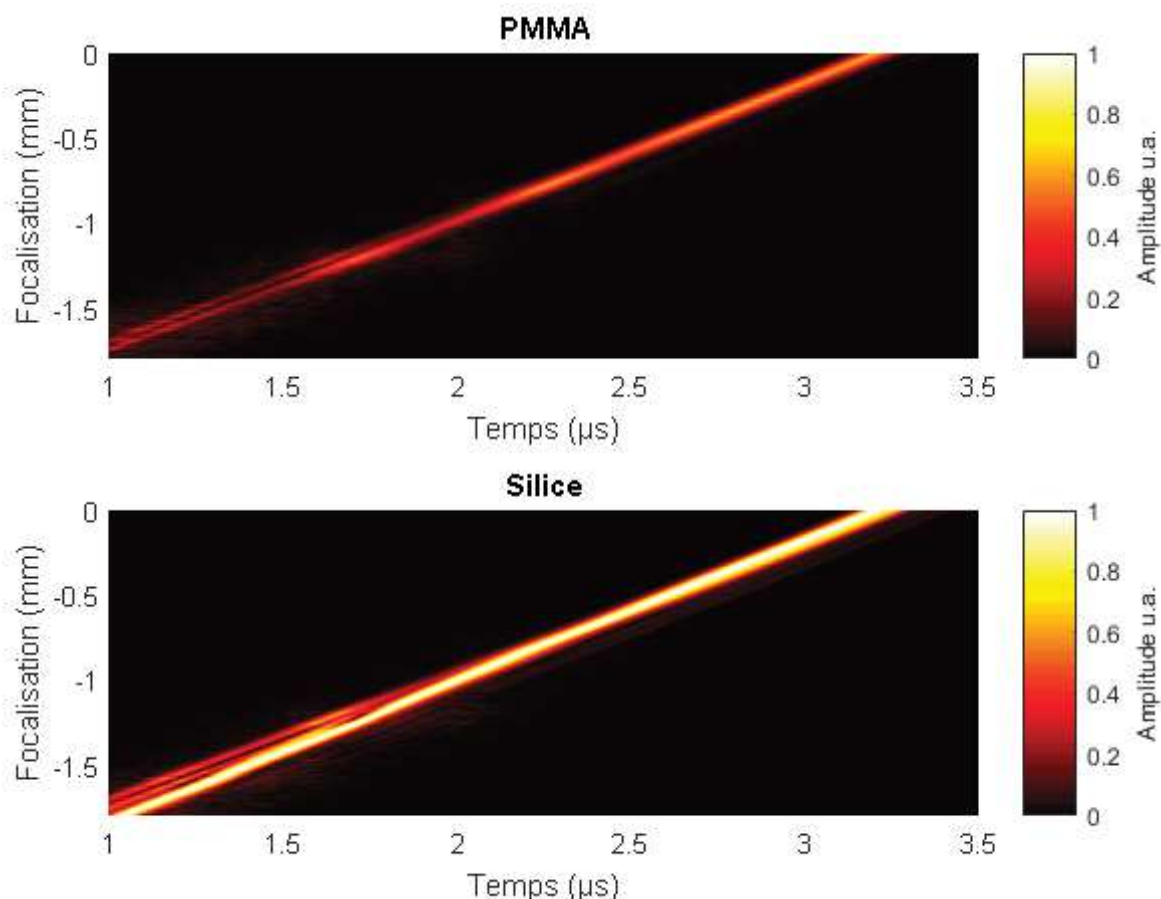


Figure 57 : Enveloppe des échogrammes obtenus par une paire d'électrodes latérales du capteur multiélément au cours de sa défocalisation dans des échantillons de PMMA et de Silice. Pour les comparer, les échos sont normalisés par les échos de la Silice pour chaque focalisation.

Un échogramme a aussi été réalisé sur un échantillon de Chrome et est présenté par la Figure 58. Sur cet échogramme, le rapport d'intensité entre le mode spéculaire et le mode de Rayleigh est inférieur à 20%. Ce rapport étant moins important que celui de la Silice, la précision de mesure pourra être meilleure.

La présence de rayons spéculaires autant pour le Chrome que pour la Silice aura pour effet une erreur sur la position temporelle de l'écho de Rayleigh. Cependant, à l'inverse des échos reçus par un capteur monoélément, le mode spéculaire est moins important que celui de Rayleigh et une mesure sur l'écho de Rayleigh est envisageable avec une bonne précision. Ces trois échogrammes vont nous permettre de mesurer la vitesse de Rayleigh du Chrome et de la Silice à partir de la pente moyenne. Cette vitesse sera aussi calculée par différence de temps de vol pour tous les binômes de focalisation afin de déterminer la position optimale pour réaliser la mesure. Une comparaison sera réalisée avec les vitesses déterminées par signature acoustique et données par le Tableau 3.

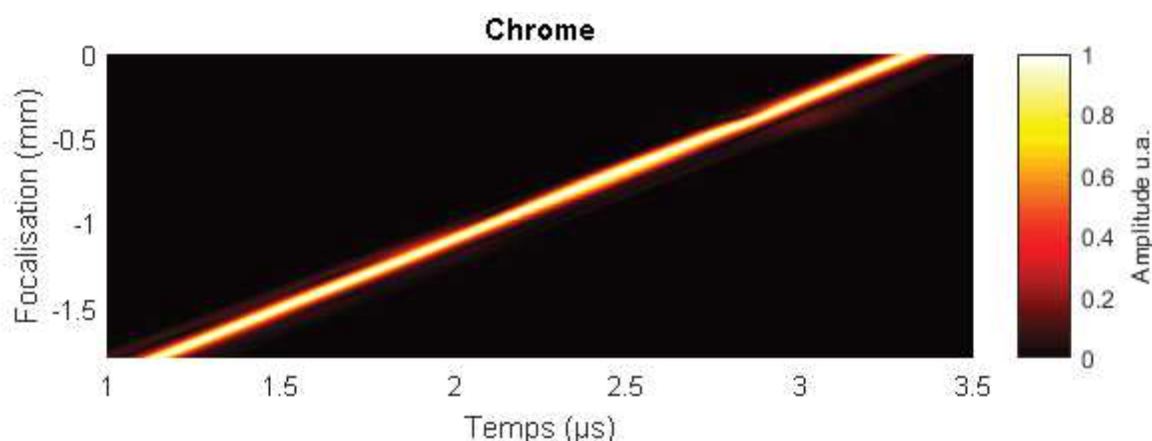


Figure 58 : Enveloppe de l'échogramme obtenu par une paire d'électrodes latérales du capteur multiélément au cours de sa défocalisation dans un échantillon de Chrome.

Tableau 3 : Vitesse de Rayleigh et angle de Rayleigh (avec une vitesse des ondes dans le couplant de  $1500\text{m.s}^{-1}$ ) pour différents matériaux. L'angle d'incidence nécessaire sur la lentille pour avoir un rayon réfracté dont l'incidence sur le matériau soit égale à l'angle de Rayleigh est également indiqué.

| Matériau | Vitesse de Rayleigh*   | Angle de Rayleigh            | Angle incident sur la lentille |
|----------|------------------------|------------------------------|--------------------------------|
| PMMA     | $1242\text{ m.s}^{-1}$ | Non existant ( $>90^\circ$ ) | Non existant                   |
| Silice   | $3440\text{ m.s}^{-1}$ | $25.9^\circ$                 | $34.3^\circ$                   |
| Chrome   | $3610\text{ m.s}^{-1}$ | $24.6^\circ$                 | $32.5^\circ$                   |

\*Les vitesses de Rayleigh autre que celle du PMMA ont été calculées par signature acoustique.

### 3.4. Mesure de la vitesse de Rayleigh

#### 3.4.1. Vitesse de Rayleigh par pente moyenne

Les échogrammes présentés par la Figure 57 indiquent que le mode de Rayleigh est présent pour la Silice et le Chrome. Les pentes  $\Delta t/\Delta P$  moyennes valent  $1200 \pm 5\text{ ns.mm}^{-1}$  pour la Silice et  $1212 \pm 2\text{ ns.mm}^{-1}$  pour le Chrome. Ces pentes correspondent respectivement aux vitesses de Rayleigh  $v_{\text{Rayleigh}}^{\text{SiO}_2} = 3439^{+63}_{-59}\text{ m.s}^{-1}$  et  $v_{\text{Rayleigh}}^{\text{Cr}} = 3593^{+29}_{-28}\text{ m.s}^{-1}$ . Les erreurs sur les pentes moyennes ont été estimées à partir de la méthode des résidus verticaux et ont permis de calculer les vitesses minimales et maximales de l'onde de Rayleigh. L'erreur relative maximale est de 1.8% pour la Silice et de 1.2% pour le Chrome par rapport aux valeurs déterminées par signature acoustique. Comme nous l'avions prévu à partir des échogrammes, l'erreur de mesure est plus grande sur la Silice que sur le Chrome. Ces valeurs d'erreurs pourront varier en fonction de la défocalisation maximale atteinte ainsi que de la défocalisation initiale.

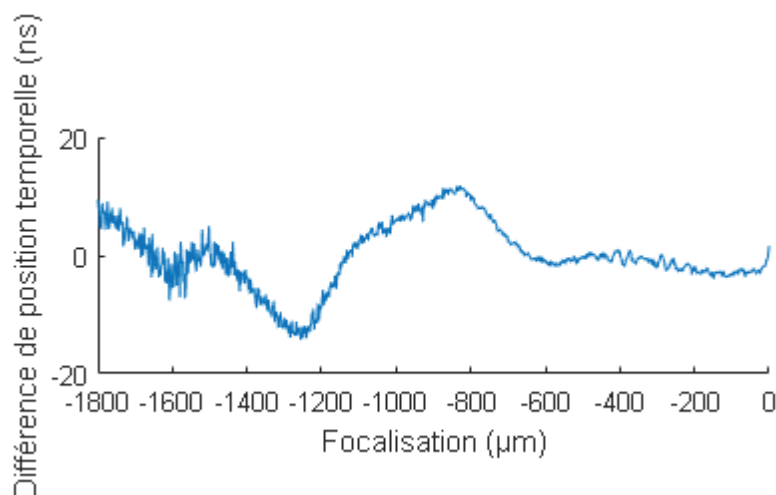


Figure 59 : Variation en fonction de la focalisation de la position temporelle de l'écho de Rayleigh par rapport à sa pente moyenne. Le matériau étudié est de la Silice.

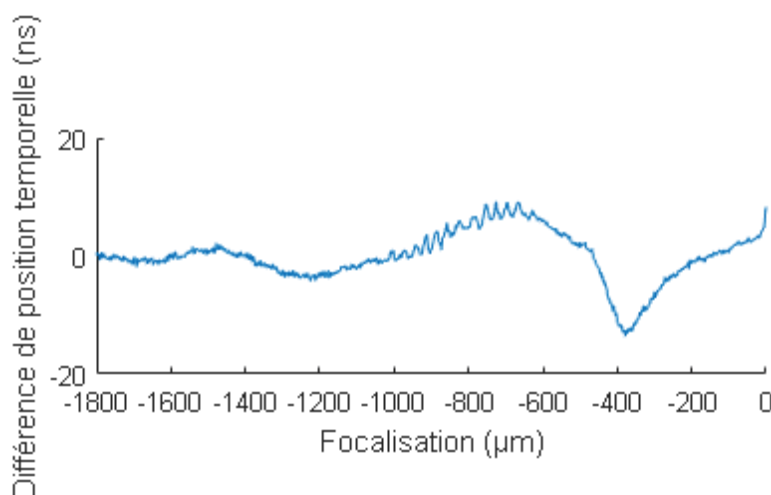


Figure 60 : Variation en fonction de la focalisation de la position temporelle de l'écho de Rayleigh par rapport à sa pente moyenne. Le matériau étudié est du Chrome.

La Figure 59 et la Figure 60 présentent la dispersion autour de la pente moyenne des positions de l'écho de Rayleigh en fonction de la focalisation, respectivement pour l'échantillon de Silice et l'échantillon de Chrome. Ces dispersions sont comprises entre -15 ns et 15 ns et sont à l'origine de l'erreur obtenue sur les pentes moyennes. L'origine de cette erreur est probablement due à différents modes de propagation autres que celui de Rayleigh qui se combinent et amènent une erreur sur la position de l'écho de Rayleigh.

La mesure de la vitesse de Rayleigh par pente moyenne donne des résultats en accord avec les valeurs de la signature acoustique. Le mode de Rayleigh est ainsi quantifiable par des mesures de temps de vol. Regardons maintenant l'application de la quantification de ce mode à partir seulement de deux focalisations.

### 3.4.2. Vitesse de Rayleigh par différence de temps de vol pour deux focalisations.

Les échos reçus par une paire d'électrodes latérales du capteur à deux focalisations  $P_1 = 400 \mu m$  et  $P_2 = 1100 \mu m$  sur un échantillon de Silice et un échantillon de Chrome sont représentés respectivement sur la Figure 61 et la Figure 62. Les enveloppes sont également représentées. La position des échos sera déterminée à partir du maximum de ces enveloppes.

La pente ainsi calculée sur la Silice à partir des focalisations  $P_1$  et  $P_2$  vaut  $1199 \text{ ns.mm}^{-1}$ . Cela correspond à une valeur de la vitesse de Rayleigh de  $v_{\text{Rayleigh}}^{\text{SiO}_2} = 3314 \pm 8 \text{ m.s}^{-1}$ . La pente pour le Chrome est de  $1224 \text{ ns.mm}^{-1}$  soit une vitesse de Rayleigh  $v_{\text{Rayleigh}}^{\text{Cr}} = 3630 \pm 9 \text{ m.s}^{-1}$ . Les erreurs pour chaque vitesse correspondent aux incertitudes de mesure calculées précédemment.

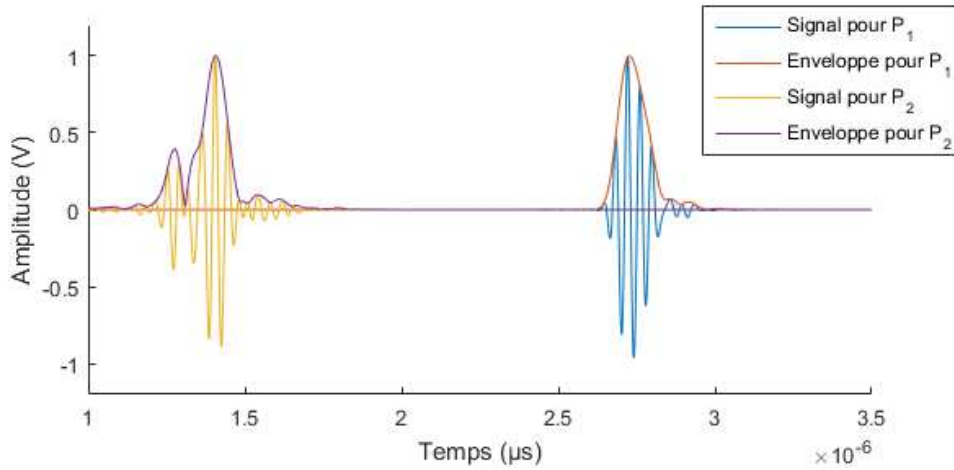


Figure 61 : Signaux reçus expérimentalement par une électrode latérale du capteur multiélément après réflexion sur une surface de **Silice**, pour deux focalisation  $P_1=400 \mu m$  et  $P_2=1500 \mu m$ .

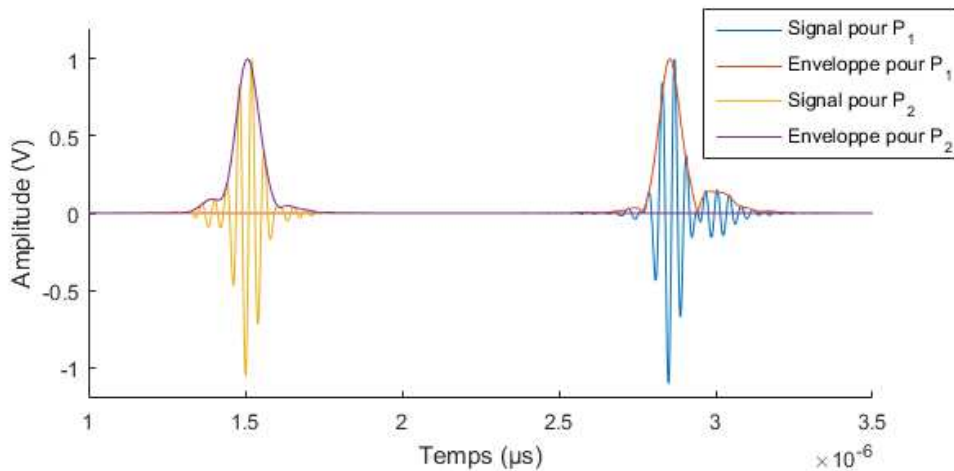


Figure 62 : Signaux reçus expérimentalement par une électrode latérale du capteur multiélément après réflexion sur une surface de **Chrome**, pour deux focalisation  $P_1=400 \mu m$  et  $P_2=1500 \mu m$ .

Comparons les résultats obtenus à l'aide du Tableau 4. Ce tableau regroupe les différentes valeurs de vitesse de Rayleigh obtenues sur un échantillon de Silice et un échantillon de Chrome trois méthodes : signature acoustique, pente moyenne et temps de vol. Notre valeur de référence sera celle de la signature acoustique. Les valeurs obtenues par la méthode de la pente moyenne sont proches de celles de la signature acoustique mais avec des incertitudes de mesure plus importantes dues aux erreurs cumulées sur la position de l'écho de Rayleigh tout au long de la défocalisation. Les incertitudes de mesure de la méthode de temps de vol sont inférieures mais la précision des valeurs obtenues dépend grandement des binômes de focalisation choisis. Pour un même binôme, l'erreur relative est de 3.7% pour une mesure sur un échantillon de Silice et est de 0.5% pour un échantillon de Chrome.

*Tableau 4 : Vitesses de Rayleigh mesurées par trois méthodes : signature acoustique, pente moyenne et temps de vol. Les plages d'erreurs correspondent aux incertitudes de mesure. Les erreurs relatives des méthodes de la pente moyenne et du temps de vol sont fonctions de la valeur obtenue par signature acoustique.*

|        | Sign. acous.                   | Pente moyenne                       |               | Temps de vol                  |               |
|--------|--------------------------------|-------------------------------------|---------------|-------------------------------|---------------|
|        |                                | Valeur                              | Err. relative | Valeur                        | Err. relative |
| Silice | $3440 \pm 10 \text{ m.s}^{-1}$ | $3439_{-59}^{+63} \text{ m.s}^{-1}$ | <0.1%         | $3314 \pm 8 \text{ m.s}^{-1}$ | 3.7%          |
| Chrome | $3610 \pm 10 \text{ m.s}^{-1}$ | $3593_{-28}^{+29} \text{ m.s}^{-1}$ | 0.5%          | $3630 \pm 9 \text{ m.s}^{-1}$ | 0.5%          |

Une mesure locale de la vitesse de Rayleigh avec le capteur multiélément est ainsi possible. Les résultats obtenus sont en accords avec ceux de la signature acoustique avec cependant des erreurs variables en fonction des matériaux. Ces erreurs peuvent être minimisées en augmentant la fréquence d'échantillonnage et la différence de focalisation.

Ces résultats ponctuels vont maintenant être étendus sur ces mêmes échantillons sur toute une partie de leur surface pour en réaliser une image de propriétés mécaniques.



## 4. Imagerie de propriétés mécaniques

### 4.1. Echantillon de Silice homogène

La première cartographie présentée par la Figure 63 est celle des propriétés mécaniques de l'échantillon de Silice. D'un point de vue qualitatif, des imperfections de la surface peuvent être observées sur le centre et le haut de l'image. Ces imperfections proviennent de rayures et d'impacts sur l'échantillon. Des bandes horizontales et verticales d'intensité différentes apparaissent, celles-ci sont dues aux moteurs et aux vibrations engendrées par ceux-ci. Cependant les valeurs obtenues varient autour d'une valeur moyenne de  $3325 \text{ m.s}^{-1}$  avec une dispersion maximale de  $25 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui correspond à une dispersion relative de 0.7%. Cela met en évidence l'homogénéité du matériau la capacité de la méthode à étudier de tels matériaux.

La valeur moyenne de cette image est de  $3325 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette valeur est en accord avec celle mesurée par différence de temps de vol dans la partie précédente qui vaut  $3313 \text{ m.s}^{-1}$ .

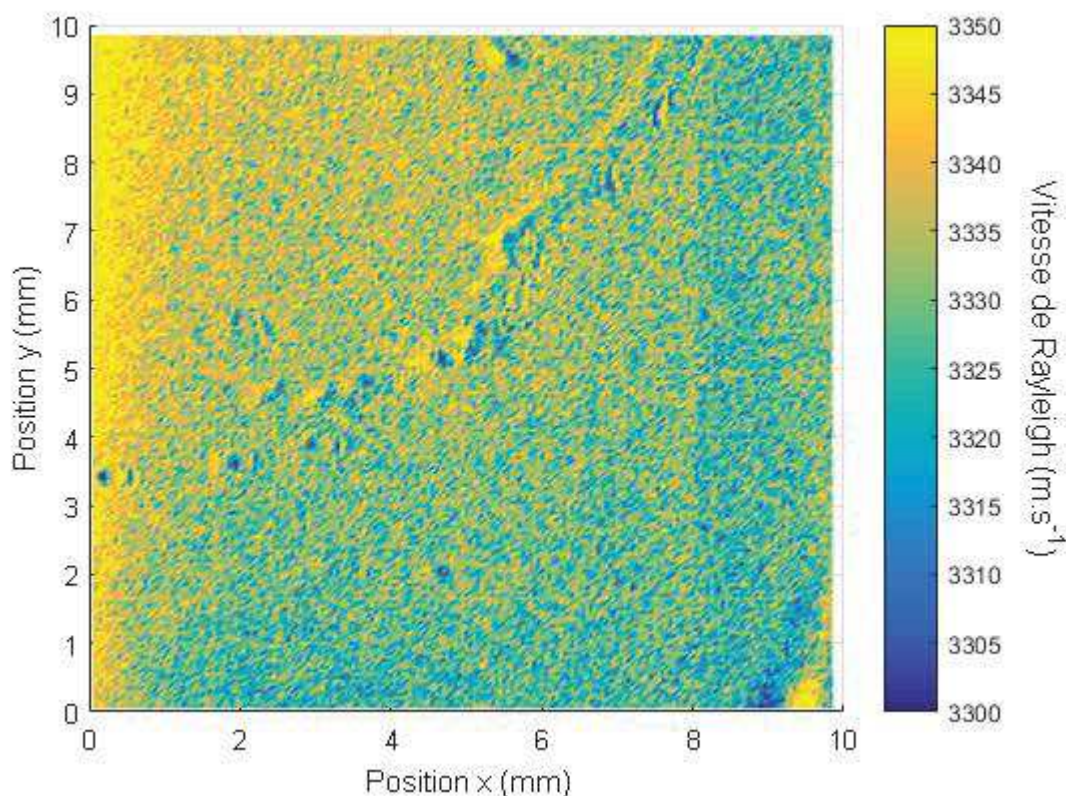
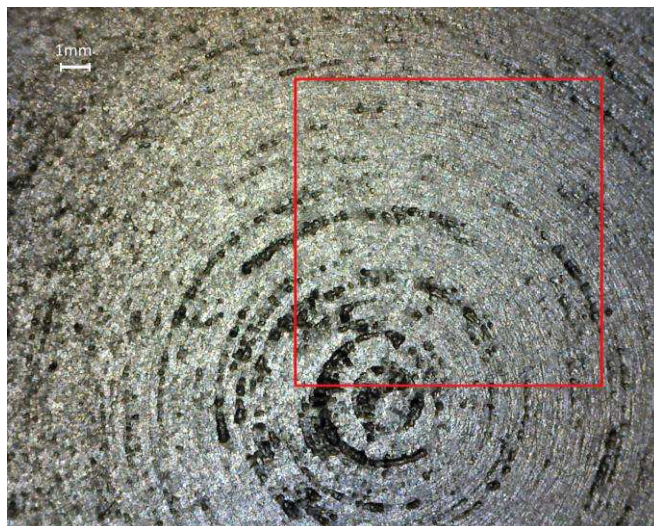


Figure 63 : Image des vitesses de Rayleigh d'un échantillon de Silice (considéré homogène).



## 4.2. Echantillon de Chrome

La photographie de la Figure 64 expose l'échantillon de Chrome utilisé précédemment pour les mesures ponctuelles. L'hétérogénéité du matériau est visible à l'œil nu (reflets différents provenant des différents grains) et son état de surface présente des discontinuités importantes. Ces zones de discontinuités ne seront pas quantifiables.



*Figure 64 : Photographie d'un échantillon de Chrome. La zone encadrée en rouge correspond à la zone qui est étudiée dans les images suivantes.*

La Figure 65 représente une image réalisée par microscopie acoustique d'une partie de l'échantillon de Chrome. Le capteur utilisé pour réaliser cette image est le capteur multiélément en fonctionnement monoélément, c'est-à-dire en connectant les trois éléments ensemble pour permettre une émission et une réception simultanée par tous les éléments. Ainsi, le capteur développé peut également proposer une imagerie qualitative ainsi qu'une topographie d'un matériau. Cette image met bien en évidence les variations de son état de surface de par ses différents contrastes.

Cette Figure 65 est à comparer avec la Figure 66 sur laquelle sont représentées les vitesses de Rayleigh mesurées par le capteur multiélément par la méthode de la différence de temps de vol. L'état de surface de l'échantillon empêche la quantification de la vitesse de Rayleigh lorsqu'il présente des variations de topographie trop importante. Cela est représenté par les zones en bleu foncé qui correspondent à des absences de matières au niveau desquelles la propagation et donc la détection de l'écho de Rayleigh n'est pas possible avec notre dispositif. En revanche sur le reste de l'image, la mesure a été possible et fait ressortir les variations de la vitesse de Rayleigh qui varie entre 3500 et 3800 m.s<sup>-1</sup>, soit une dispersion de mesure de 4% autour de 3650 m.s<sup>-1</sup> (la valeur de la littérature [Briggs-92]). Cette dispersion dénote l'hétérogénéité du matériau et également les incertitudes de mesures liées à la méthode.

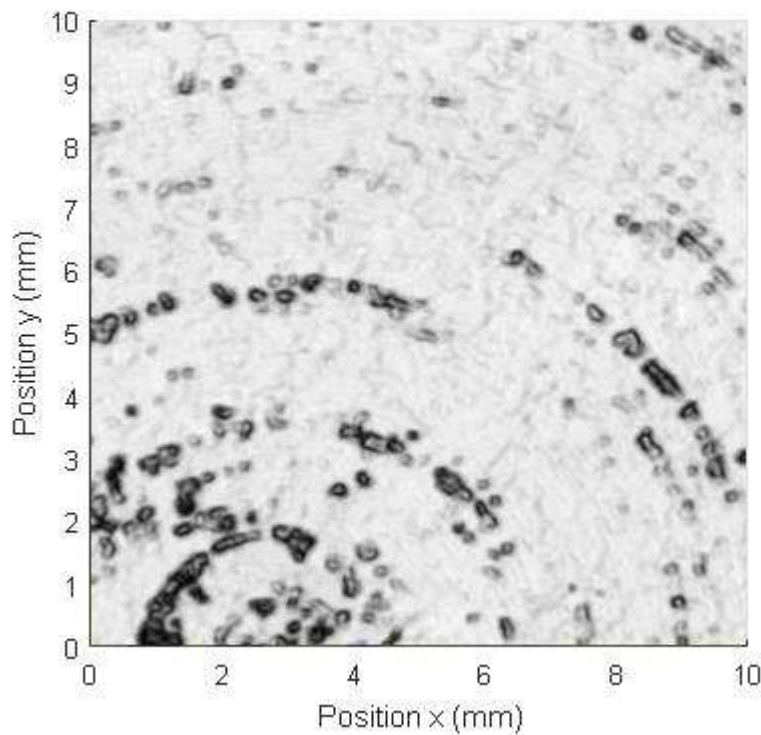


Figure 65 : Image de microscopie acoustique d'un échantillon de Chrome. Dimensions : 400x400 points, soit une résolution de 25x25  $\mu\text{m}$ .

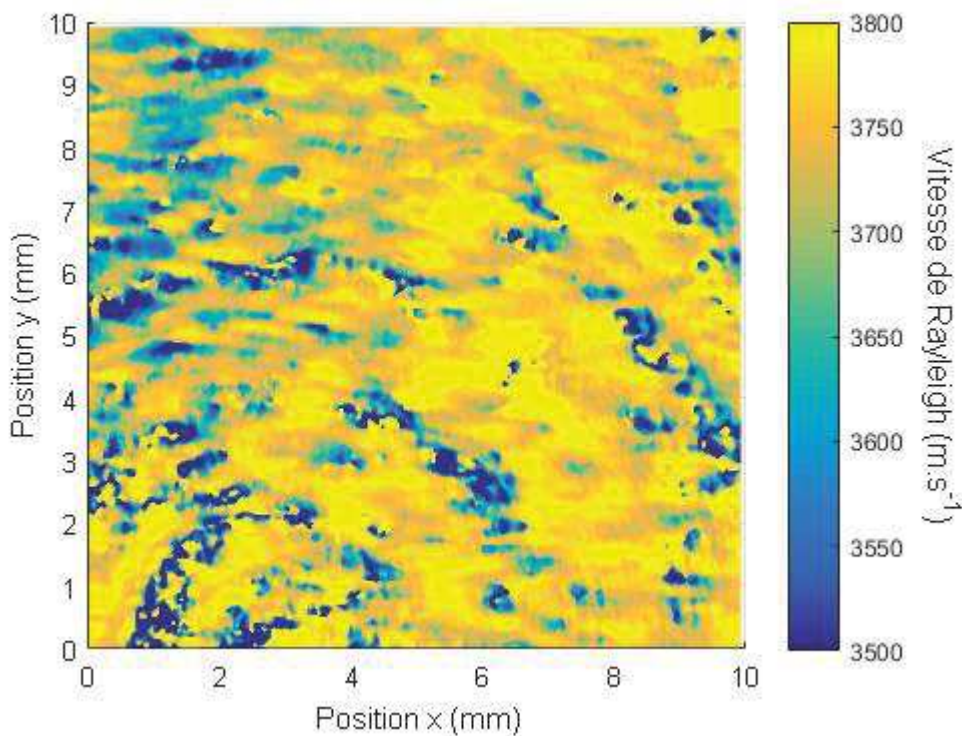


Figure 66 : Image des vitesses de Rayleigh d'un échantillon de Chrome (considéré hétérogène). Dimensions : 400x400 points, soit une résolution de 25x25  $\mu\text{m}$ .

## 5. Conclusion

Ce chapitre a présenté le modèle de signature acoustique appliqué à un capteur multiélément. Il a été complexifié de manière à obtenir les signaux temporels du capteur multiélément par transformée de Fourier inverse. L'intégration des différentes électrodes du capteur s'est appuyée sur le modèle de champ acoustique du chapitre II et III qui a permis de calculer le champ rayonné par une électrode latérale sur la lentille. Ce champ a ensuite servi à pondérer le spectre angulaire de la lentille. Des simulations ont permis de montrer la possibilité de remonter à la vitesse de Rayleigh d'un matériau à partir de la différence de temps de vol de l'écho de Rayleigh à deux focalisations différentes.

Des mesures expérimentales ont également démontré la possibilité de mesurer la vitesse de Rayleigh avec le capteur multiélément. Bien que le capteur multiélément n'empêche pas totalement la réception de modes spéculaires, les résultats obtenus sont prometteurs et montrent que ces modes n'entravent pas une mesure et une quantification du mode de Rayleigh. Une étude avec des matériaux différents ainsi que des mesures de répétabilité et de reproductibilité seraient toutefois utiles afin de mieux analyser la précision de la méthode de mesure de la vitesse de Rayleigh par temps de vol.

Enfin, des images de la vitesse de Rayleigh ont été réalisées sur deux échantillons, le premier étant de la Silice homogène (avec une dispersion totale ne dépassant pas 0.7%) et le deuxième du Chrome hétérogène. Une cartographie des propriétés mécaniques de matériaux, homogènes ou non, peut être réalisée par la mesure des vitesses de Rayleigh permettant d'estimer les modules de Young associés comme cela a été montré dans le premier chapitre.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

La mesure de propriétés mécaniques par microscopie acoustique est possible grâce à la signature acoustique qui s'appuie sur une caractérisation des ondes de surface. En utilisant un capteur classique de microscopie acoustique, ces ondes interfèrent avec les réflexions spéculaires du matériau. Un grand nombre d'acquisitions au cours d'une défocalisation dans le matériau sont ainsi nécessaires pour pouvoir quantifier la vitesse de l'onde de surface qui est liée aux propriétés mécaniques. Le principal facteur limitant de la signature acoustique est son temps d'acquisition qui interdit l'imagerie de propriétés mécaniques. C'est donc dans ce contexte que la conception d'un capteur multiélément évitant une interférence entre les ondes de surface et les ondes spéculaires et autorisant une imagerie quantitative s'est avérée essentielle.

Au cours de cette thèse, un capteur focalisé multiélément destiné à de l'évaluation quantitative de propriétés mécaniques a été conçu, fabriqué, et testé. Bien que le concept de transducteur multiélément ne soit pas nouveau en microscopie acoustique, il est principalement utilisé à des fins de focalisation active par l'électronique nécessitant un grand nombre d'éléments rendant le système électronique complexe, et fonctionnant en basses fréquences. Ici, le capteur multiélément de moyenne fréquence proposé possède un nombre réduit d'électrodes et peut fonctionner avec un minimum de trois électrodes, une centrale et deux latérales. Le but de ces trois électrodes est de séparer la génération et la réception de l'onde de Rayleigh et de l'onde spéculaire grâce à la sélectivité de la lentille. Les électrodes latérales illuminent les côtés de la lentille sur une inclinaison permettant la génération de l'onde de Rayleigh à la surface d'un matériau. Au cours de sa propagation, l'onde de Rayleigh émet des ondes de volumes dans le couplant qui seront captées à travers la même inclinaison de lentille par les électrodes latérales. Ainsi ces dernières fonctionnent par paire, l'une jouant le rôle d'émetteur et l'autre de récepteur.

Le dimensionnement du capteur multiélément en a intégrer tous ses éléments : son transducteur, sa ligne à retard et sa lentille. Les trois sont liés entre eux. Le diamètre et la fréquence de vibration d'une électrode défini sa distance de Fresnel qui sépare les champs proche et lointain. Pour éviter un champ chaotique, c'est le champ lointain qui est choisi pour le positionnement de la lentille et par conséquent cela détermine la longueur minimale de la ligne à retard. La taille de la lentille est dépendante de la fréquence visée. Plus celle-ci est élevée, plus la lentille doit être petite pour limiter la distance focale dans l'eau dont

l'atténuation est très importante. Les électrodes quant à elle sont positionnées en regard de la lentille sur les inclinaisons permettant la génération de l'onde de Rayleigh. Leur diamètre a été choisi en fonction de la longueur de la ligne à retard pour que le lobe principal du champ rayonné sur la lentille illumine seulement le bord de la lentille pour les électrodes latérales et le centre de la lentille pour l'électrode centrale.

Le dimensionnement du capteur s'est appuyé sur un modèle de rayonnement acoustique. Il permet de visualiser le champ de chaque électrode dans la ligne à retard et sur la lentille. De plus, la représentation du champ sur la lentille en fonction de ses angles d'inclinaison permet d'estimer, en appliquant la formule de Snell-Descartes, les angles de Rayleigh qu'il est possible d'obtenir avec une électrode latérale. Ces angles sont directement liés aux vitesses de Rayleigh des matériaux à étudier.

La réalisation d'un capteur multiélément est plus critique que celle d'un capteur monoélément. Un décalage ou une inclinaison des électrodes par rapport à la lentille peut fausser totalement le fonctionnement du capteur en impliquant un rayonnement sur des parties non souhaitées de la lentille. Cette dernière joue également un rôle important dans le rayonnement du capteur sur le matériau étudié. Une non sphéricité de la lentille modifie les trajets des différentes ondes et peut empêcher la réception d'une partie des ondes.

La méthode de mesure de la vitesse de Rayleigh à partir du capteur multiélément est basée sur la différence de temps de vol de l'onde de Rayleigh entre deux focalisations. Cette méthode a été confrontée à un modèle fréquentiel de signature acoustique étendu au domaine temporel et permettant l'intégration du comportement d'un capteur multiélément. Il ne prend cependant pas en compte l'anisotropie des matériaux et nécessite une connaissance au préalable du coefficient de réflexion des matériaux. Une simulation des échos reçus pour différentes focalisations est possible.

L'application et les résultats obtenus par un premier prototype sur différents échantillons sont très encourageants. Les mesures effectuées sur des échantillons de Silice et de Chrome offrent des résultats en total accord avec les vitesses mesurées par la méthode traditionnelle de signature acoustique de la microscopie acoustique. Les avantages sur la méthode de signature acoustique sont nombreux. Le plus important est sans conteste son temps d'évaluation considérablement réduit dans une optique d'imagerie de propriétés mécaniques. Deux images d'un matériau à deux hauteurs de focalisations suffisent à quantifier ses propriétés là où une imagerie tridimensionnelle était requise auparavant. La résolution est également améliorée puisque la défocalisation nécessaire pour obtenir une bonne précision de mesure est inférieure avec le capteur multiélément par rapport à celle de la signature acoustique. Un autre avantage et non des moindres du capteur multiélément est de posséder quatre électrodes latérales. En conséquence, une analyse anisotrope est possible avec le capteur multiélément en mesurant alternativement les propriétés mécaniques dans deux directions perpendiculaires sans nécessiter d'une rotation du capteur et en restant compatible avec le concept d'imagerie de la microscopie acoustique.

## Perspectives

Les travaux de cette thèse ont mis en évidence la possibilité de discriminer l'onde spéculaire de l'onde de surface à l'aide d'un capteur multiélément appliqué à la microscopie acoustique. Ce capteur autorise une mesure locale des propriétés mécaniques d'un matériau à partir de deux focalisations ce qui n'est pas réalisable avec un capteur monoélément. Cela ouvre donc la possibilité de réaliser une image de propriétés grâce à deux images successives d'un matériau à deux focalisations différentes.

Le premier prototype de capteur multiélément de moyennes fréquences dédié à la mesure quantitative de propriétés mécaniques présenté dans ce manuscrit est avant tout une preuve de concept. Son fonctionnement est maintenant connu et la précision de ses résultats est encourageante pour le développement de nouveaux capteurs multiéléments. Ces futurs capteurs devront pouvoir atteindre des fréquences élevées, jusqu'au gigahertz, équivalentes à celles atteintes par les capteurs monoéléments afin d'obtenir une résolution de mesure de l'ordre du micromètre. De plus, cette montée en fréquence permettra une possibilité d'analyse de matériaux de plus en plus fins.

Le design proposé est compatible avec une caractérisation anisotrope des matériaux. La répartition des électrodes permet une excitation du mode de Rayleigh dans deux directions. Une augmentation du nombre d'électrodes pourra améliorer la caractérisation anisotrope des matériaux en proposant un plus grand nombre de direction d'évaluation des propriétés mécaniques.





# Bibliographie

- [Achenbach-75] J.D. Achenbach, *Wave propagation in elastic solids*, Amsterdam, Elsevier Science Publishers, 1975.
- [Achenbach-91] J.D. Achenbach, V.S. Ahn, J.G. Harris, *Wave Analysis of the Acoustic Material Signature for the Line Focus Microscope*, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control 38(4), Juillet 1991, pp. 380-387.
- [Atalar-78] A. Attalar, An angular-spectrum approach to contrast in reflection acoustic microscopy, J. Appl. Phys. 49(10), Octobre 1978, pp. 5130-5139.
- [Atalar-79] A. Atalar, *A physical model for acoustic signatures*, J. Appl. Phys. 50, 1979, pp. 8237-8329.
- [Attal-90] J. Attal, R. Caplain, H. Coelho-Mandes, K. Alami, A. Saied, A survey of research in acoustic microscopy applied to metallurgy, Tribology Series 17, 1990, pp. 315-322.
- [Attal-92] J. Attal, L. Robert, G. Despaux, R. Caplain, J.M. Saurel, *New developments in scanning acoustic microscopy*, Acoustic Imaging 19, 1992, pp. 607-616.
- [Attal-98] J. Attal, *Microscopie acoustique*, Techniques de l'ingénieur : Techniques d'analyse par imagerie, 1998, r1402.
- [Belleval-90] J. De Belleval, A. Souissi, Ph Gatignol, N. Mercier, Modélisation numérique du champ acoustique de transducteurs en présence d'interfaces quelconques ou de milieux multicouches, Journal de Physique Colloques 51(C3), 1990, pp. C3 33-41.
- [Bertoni-84] H.L. Bertoni, *Ray-Optical Evaluation of  $V(z)$  in the Reflection Acoustic Microscope*, IEEE Trans. SU 31(2), Mars 1984, pp. 105-116.
- [Briggs-92] G.A.D. Briggs, *Acoustic Microscopy*, Oxford, University Press, 1992.



- [Caplain-92] R. Caplain, L. Ferdj-Allah, J.M. Saurel, J. Attal, Aspects récents des signatures et de l'imagerie acoustiques à 50<F<2000 MHz. Applications à la métallurgie, Mémoire et Etudes Scientifiques. Revue de Métallurgie, Octobre 1992, pp. 643-652.
- [Champeney-73] D.C. Champeney, Fourier Transforms and Their Physical Applications, London, Academic, 1973.
- [Curie-1881] P. Curie, Œuvres de Pierre Curie, Paris, Gauthier-Villars, 1908.
- [Deng-13] X.D. Deng, T. Monnier, P. Guy, J. Courbon, *Acoustic microscopy of functionally graded thermal sprayed coatings using stiffness matrix method and Stroh formalism*, Journal of Applied Physics 113(22), Juin 2013, pp. 224508:1-10.
- [Despaux-93] G. Despaux, *Microscopie acoustique à champ proche utilisant la phase comme technique de super résolution*, Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 1993.
- [Despaux-94] G. Despaux, C. Maurel, D. Barjon, J. Attal, *Signature  $V(z)$  en microscopie acoustique : influence de la non-uniformité de l'illumination du capteur*, Journal de Physique IV 4, Mai 1994, pp. C5 1213-1216.
- [Foster-83] J.S. Foster, D. Rugar, High resolution acoustic microscopy in superfluid helium, Appl. Phys. Lett. 42(10), Mai 1983, pp. 869-871.
- [Frenet-2000] D. Frenet, Application de la technologie multi-éléments à la caractérisation des matériaux par ondes acoustiques de surface en régime impulsionnel, Thèse de doctorat, CEA Saclay, France, CEA-R-5915, 2000.
- [Gaboriaud-04] E. Gaboriaud, *Etude des résonateurs piézoélectriques dans le domaine des microondes : application au filtrage*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2004.
- [Goodman-68] J.W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, New York, McGraw-Hill, 1968.
- [Greenspan-72] M. Greenspan, American Institute of Physics Handbook, New-York, McGraw-Hill, 1972, Chapitre 3.
- [Grellet-83] I. Grellet, C. Kruse, Histoires de la tuberculose : les fièvres de l'âme 1800-1940, Paris, Ramsay coll. Les raisons du corps, 1983, p. 23.

- [Grewe-90] M.G. Grewe, T.R. Gururaja, T.R. Shrout, R.E. Newnham, *Acoustic properties of particle/polymer composites for ultrasonic transducer backing applications*, Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control 37(6), Novembre 1990, pp. 506-514.
- [Hadimioglu-84] B. Hadimioglu, J.S. Foster, *Advances in superfluid helium acoustic microscopy*, J. Appl. Phys. 56(7), Octobre 1984, pp. 1976-1980.
- [Heiserman-80] J. Heiserman, D. Rugar, C.F. Quate, *Cryogenic acoustic microscopy*, J. Acoust. Soc. Am. 67(5), Mai 1980, pp. 1629-1637.
- [Hildebrand-81] J.A. Hildebrand, D. Rugar, R.N. Johnston, C.F. Quate, *Acoustic microscopy of living cells*, Proc. NatL Acad. Sci. 78(3), Mars 1981, pp. 1656-1660.
- [Issouckis-86] M. Issouckis, *Imaging cells with acoustic microscopy*, Nature 332, Juillet 1986, pp. 91-92.
- [Kino-80] G.S. Kino, *Scanned image microscopy*, London, Academic Press, 1980, pp. 1-21.
- [Kundu-92] T. Kundu, *A complete acoustic microscopical analysis of multilayered specimens*, Journal of Applied Mechanics 59, Mars 1992, pp. 54-60.
- [Kushibiki-85] J. Kushibiki, N. Chubachi, *Material characterization by line-focus-beam acoustic microscope*, IEEE Transaction on Sonics and Ultrasonics SU-32(2), Mars 1985, pp. 189-212.
- [Kushibiki-91] J. Kushibiki, N. Chubachi, *Acoustic microscopy for material characterization*, Ultrasonics International 91, 1991, pp. 1-13.
- [Lam-09] M. Lam, E. Le Clézio, H. Amarin, J. Holc, M. Kosec, A.C. Hladky-Hennion, G. Feuillard, *Acoustic wave transmission through piezoelectric structured materials*, Ultrasonics 49, 2009, pp. 424-431.
- [Laux-02] D. Laux, *Caractérisation mécanique de combustibles nucléaires à fort taux de combustion par méthodes micro-acoustiques*, Thèse de doctorat, Université Montpellier, France, 2002.
- [Lemons-74] R.A. Lemons, C.F. Quate, *Acoustic microscope – scanning version*, Appl. Phys. Lett. 24, 1974, pp. 163-165.

- [Lemons-79] R.A. Lemons, C.F. Quate, Acoustic microscopy, *Physical Acoustic* 14, New York, Mason and Thurston, 1979, pp. 2-90.
- [Liang-85] K.K. Liang, G.S. Kino, B.T. Khuri-Yakub, *Ray-Optical Evaluation of  $V(z)$  in the Reflection Acoustic Microscope*, IEEE Trans. SU 32(2), Mars 1985, pp. 213-224.
- [Meignen-15] P.-A. Meignen, E. Le Clezio, G. Despaux, *High Frequency Acoustic Sensor Dedicated to the High Resolution Measurement of Mechanical Properties*, *Physics Procedia* 70, 2015, pp. 424-427.
- [Meignen-16] P.-A. Meignen, E. Le Clezio, G. Despaux, *Capteur ultrasonore multiélément dédié à la caractérisation quantitative haute résolution*, 13<sup>e</sup> Congrès Français d'Acoustique, 2016, pp. 2751-2756.
- [Monnier-14] T. Monnier, X. Deng, P. Guy, N. Alaoui Ismaili, *Caractérisation non destructive de matériaux à gradient de fonctionnalité par microscopie acoustique*, 12<sup>e</sup> Congrès Français d'Acoustique, Avril 2014, pp. 509-515.
- [Muha-90] M.S. Muha, A.A. Moulthrop, G.C. Kozlowski, Acoustic microscopy at 15.3 GHz in pressurized superfluid helium, *Appl. Phys. Lett.* 56(11), Mars 1990, pp. 1019-1021.
- [Newton-1704] I. Newton, *Opticks : or a treatise of the reflexions, refractions, inflexions and colours of light*, Londres, 1704.
- [Nkemzi-97] D. Nkemzi, *A new formula for the velocity of Rayleigh waves*, *Wave Motion* 26, 1997, pp. 199-205.
- [Parmon-79] W. Parmon, H.L. Bertoni, Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope, *Electron. Lett.* 15(21), Octobre 1979, pp. 684-686.
- [Rayleigh-1885] Lord Rayleigh, *On waves propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid*, *Proc. London Math. Soc.* 17, 1885, pp. 4-11.
- [Rayleigh-1896] J.W.S.B. Rayleigh, *Theory of sound* Volume II, New York, Macmillan and Co., 1896.
- [Royer-06] D. Royer, D. Clorennec, An improved approximation for the Rayleigh wave equation, *Ultrasonics* 46(1), Mars 2007, pp. 23-24.

- [Royer-97] D. Royer, E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides*, Tome 1 : *Propagation libre et guidée*, Paris, Masson, 1999.
- [Royer-99] D. Royer, E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides*, Tome 2 : *Génération, interaction acousto-optique, applications*, Paris, Masson, 1999.
- [Sayer-84] C.M. Sayer, C.E. Tait, *Ultrasonics properties of transducer backings*, Ultrasonics 22(2), Mars 1984, pp. 57-60.
- [Shannon-45] C. E. Shannon, Communication in the presence of noise, Proceedings of the Institute of Radio Engineers, vol. 37(1), Janvier 1949, pp. 10-21.
- [Shuvalov-08] A.L. Shuvalov, E. Le Clézio, G. Feuillard, *The state-vector formalism and the Peano-series solution for modelling guided waves in functionally graded anisotropic piezoelectric plates*, International Journal of Engineering Science 46, 2008, pp. 929-947.
- [Sokolov-49] S. Sokolov, An ultrasonic microscope, J. Tech. Phys. Russie 19, 1949, pp. 271-273.
- [Sudheer-17] G. Sudheer, M. Hemanth Lakshmi, Y. Vasudeva Rao, *A note on formulas for the Rayleigh wave speed in elastic solids*, Ultrasonics 73, Janvier 2017, pp. 82-87.
- [Tardy-96] F. Tardy, *Microscopie acoustique impulsionnelle : application à la caractérisation locale des matériaux*, Thèse de doctorat, Institut National des sciences appliquées de Lyon, 1996.
- [Viktorov-67] I.A. Viktorov, Rayleigh and Lamb waves, New York, Plenum Press, 1967.
- [Weglein-78] R.D. Weglein, R.G. Wilson, Characteristic materials signatures by acoustic microscopy, Electron. Lett. 14(12), Juin 1978, pp. 352-354.
- [Weglewski-13] W. Weglewski, K. Bochenek, M. Basista, Th. Schubert, U. Jehring, J. Litniewski, S. Mackiewicz, Comparative assessment of Young's modulus measurements of metal-ceramic composites using mechanical and non-destructive tests and micro-CT based computational modeling, Comp. Mat. Sc. 77, 2013, pp. 19-30.

- [Wilson-77] R.G. Wilson, R.D. Weglein, D.M. Bonnell, Scanning acoustic microscopy for integrated circuit diagnostics, *Semiconductor Silicon*, Mai 1977, pp. 431-440.
- [Xu-94] W.J. Xu, M. Ourak, M. Ouaftouh, B. Nongaillard, *Study of acoustic signatures for non-spherical curved acoustic lens*, IEEE Ultrasonics Symposium, 1994, pp. 1413-1416
- [Zhang-07] G.-M. Zhang, D.M. Harvey, D.R. Braden, Microelectronic package characterisation using scanning acoustic microscopy, *NDT & E International* 40(8), Décembre 2007, pp. 609-617.
- [Zhang-96] J. Zhang, Microscopie acoustique large bande : modélisation des réponses échographiques et validation expérimentale, Thèse de doctorat, INSA Lyon, France, vol. 96ISAL0059, 1996.
- [Zhang-99] J. Zhang, P. Guy, J.C. Baboux, Y. Jayet, *Theoretical and experimental responses for a large-aperture broadband spherical transducer probing a liquid–solid boundary*, *Journal of Applied Physics* 86(5), 1999, pp. 2825-2835.