

74-530-74-1

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
 وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
 REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
 MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
 جامعة سعد دحلب بالبيدة 1
 UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA 1



كلية العلوم – دائرة الفيزياء

Faculté des Sciences
 Département de Physique

MEMOIRE DE
 PROJET DE FIN D'ETUDES
 POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
 MASTER EN PHYSIQUE
 Option : Physique Appliquée aux Microsystèmes

Par : Araar Nadji Kateb et Benterkia Mouad

THÈME

**CAPTEUR DE DENSITE ET DE
 VISCOSITE DE FLUIDE A BASE DE
 MICRORESONATEUR A ONDE DE
 LAMB**

Devant le jury composé de :

Mr. Amine Amrane	MAA	Président
Dr. Rafik Serhane	MRB	Examinateur
Dr. Abdelkader Hassein-Bey	MCB	Promoteur

Promotion : 2015/2016

MA-530-74-1

RESUME

Dans ce travail nous avons procédé à l'étude d'un microcapteur à base de résonateur à ondes de Lamb. En effet, en partant d'un modèle d'un résonateur à ondes de Lamb, nous l'avons adapté afin de concevoir un capteur de viscosité et de densité de fluide. En effet, nous avons essayé de présenter graduellement les différents aspects de ce capteur en commençant par un état de l'art sur les MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) et des microcapteurs plus particulièrement. Un aperçu sur la théorie des ondes de LAMB et de l'élasticité a été introduit. Notre modèle nous a permis d'étudier la sensibilité potentielle de ce capteur pour différents type de sucre et de concentration, par la méthode des éléments finis (FEM). Nous avons même proposé un flot de microfabrication et de déposition des couches minces.

Dans cette étude un capteur de viscosité et de densité de fluide a été modélisé théoriquement et numériquement. Nous sommes arrivés à estimer plusieurs paramètres important sensibles à l'évolution des modes de vibrations avec la viscosité des fluides tel que : le facteur de qualité et le paramètre S qui varient avec les différentes concentrations de sucre comme liquide référence.

ABSTRACT

In this project a LAMB wave microresonator has been studied. We tried to present the various aspects starting with a state of the art of MEMS (Micro Electro Mecanical Systems) and microsensors, then, to present the theory of LAMB wave and elasticity, later we went to the steps of microfabrication and deposition of thin films, after that we tried to model and simulate the model studied by the finite element method (COMSOL)

In this study a viscosity and density sensor in liquids was modeled theoretically and numerically and we headed out with results that are the vibration modes of the sensor, the quality factor and the S parameter that vary with different concentrations of sugar.

ملخص

في هذا العمل تمت دراسة جهاز جزيئي مرنان بامواجلامب حيث حاولنا اظهار مختلف جوانب الموضوع بالحالة التقنية الصناعية السابقة حول الاجهزة الجزيئية الالكترو ميكانيكية و المستشعرات الجزيئية ثم تناولنا نظرية امواج لامب و المرونة ثم قدمنا مراحل التصنيع الجزيئي و ترسيب الطبقات الرقيقة و كذلك تصميم و محاكاة الجهاز و هذا باتباع طريقة العناصر المنتهية

في هذه الدراسة تم تصميم مستشعر اللزوجة و الكثافة نظريا و رقميا حيث توصلنا الى طريقة اهتزاز الجهاز و عامل الجودة و العامل "س" اللذين يتغيرون بدلالة تركيز السكر

REMERCIEMENTS

En préambule de ce mémoire de fin d'étude, on adresse nos remerciements les plus sincères aux personnes qui nous ont apportés leurs aides et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire.

On tient à remercier le Dr. Abdelkader. Hassein-Bey, en tant que Chef de l'équipe MEMS& NEMS au sein du laboratoire FUNDAPL USDB1 et en tant que promoteur, de nous avoir donné la chance de faire ce master, d'avoir accepté de nous guider et donner conseils.

On tient à remercier M^f Amine Amrane, en tant que président, qui a accepté de présider le jury de soutenance.

Nos remerciements s'adressent également au Dr. RafikSerhane, qui nous a fait l'honneur d'examiner ce travail.

On tient à remercier Mr. Nadir Belgroune pour nous avoir tant aidé, pour son soutien et ses précieux conseils.

On tient à remercier immensément nos Parents pour leurs soutiens et leurs aides précieuses.

MERCI A TOUTES ET A TOUS.

TABLE DES MATIERES

RESUMÉ	
REMERCIEMENTS	
DEDICACES	
TABLE DES MATIERES	
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUE ET TABLEAUX	
INTRODUCTION GENERALE	9
1. ETAT DE L'ART	11
1.1 Introduction	11
1.2 Qu'est qu'un MEMS ?	11
1.3 Capteurs MEMS a ondes de surfaces	12
1.4 Principe de fonctionnement	15
1.5 Piézoélectricité dans les MEMS	16
1.6 Les matériaux piézoélectriques en couches minces	17
1.6.1 Matériaux de type Würtzite	17
1.6.1.a L'oxyde de zinc : ZnO	18
1.6.1.b Le nitrure d'aluminium : AlN	19
1.6.2 Comparaison des matériaux en couche mince	21
1.7 Présentation des ondes de Lamb	21
1.7.1 Introduction	21
1.7.2 dispositif de génération des ondes de Lamb	22
1.8 Fonctionnement d'un résonateur a onde de Lamb	22
1.8.1 Fonctionnement d'un LWR	22
1.8.2 Fonctionnement du LWR sur les harmoniques	24
1.9 Conclusion	26
2. THEORIE DES ONDES DE LAMB	27
2.1 Introduction	27
2.2 Théorie des vibrations dans les solides	27
2.2.1 Rappels d'élasticité	27
2.2.1.a Elasticité linéaire : Loi de Hook	27

2.2.1.b	Elasticité dynamique	28
2.2.1.c	Ondes planes en milieux illimités	28
2.2.1.d	Ondes guidées : courbe de dispersion	29
2.3	Onde de LAMB dans les matériaux homogènes isotropes	30
2.3.1	Courbe de dispersion	30
2.3.2	Modes d'ordre zéro	33
2.3.3	Modes d'ordres supérieurs	35
2.3.3 a	Fréquence de coupure	35
2.3.3 b	Numérotation des modes	36
2.4	Ondes de LAMB dans les matériaux anisotropes	37
2.4.1	Position du problème	37
2.4.2	Cas générale : matériau triclinique	39
2.4.3	Cas du matériau monoclinique	40
2.4.4	Cas du matériau orthotrope	42
2.4.5	Cas du matériau transverse isotrope	43
2.4.6	Cas du matériau cubique	44
2.4.7	Cas du matériau isotrope	44
2.5	La méthode des éléments finis	45
2.5.1	Equation de la piézoélectricité	45
2.5.2	La méthode des éléments finis appliquée aux matériaux piézo-	
	électriques	46
2.4.3	Exemple : vibration d'un disque piézoélectrique dans le vide	47
2.6	Conclusion	48
3.	FABRICATION DU MICRO DISPOSITIF MEMS	49
3.1	Introduction	49
3.2	Description du microdispositif a ondes de LAMB	49
3.3	Les étapes de microfabrication	50
3.3.1	Microusinage de volume	51
3.3.1.a	gravure humide	52
3.3.1.b	gravure sèche	53
3.3.1.c	la différence entre gravure isotropique et anisotropique	56
3.3.2	Microusinage de surface	57
3.3.3	Elaboration des couches minces piézoélectrique	58

3.3.4 Les techniques chimiques d'élaboration	60
3.3.4.a En phase liquide :sol-gel	60
3.3.4.b En phase vapeur : la CVD	62
3.3.4.c MOCVD	62
3.3.5 Les techniques d'élaboration physique : la pulvérisation	63
3.3.5.a Principe générale de la pulvérisation cathodique	64
3.3.5.b La pulvérisation RF Magnétron	65
3.3.5.c La pulvérisation DC pulsée	66
3.4 Conclusion	67
4. CONCEPTION ET SIMULATION DU DISPOSITIF	68
4.1 Introduction	68
4.2 Elaboration du modèle sur COMSOL	68
4.2.1 Géométrie	70
4.2.2 Définition des matériaux	71
4.2.2. a Le Nitrure d'Aluminium	72
4.2.2. b L'Aluminium (Al)	72
4.2.2.c L'eau	73
4.4.2. d <i>Perfectly matched layer</i> (PML)	73
4.2.3 Maillage	74
4.3 Simulation du modèle	75
4.3.1 La viscosité	75
4.4 Résultats et discussions	76
4.4.1 Facteur de qualité Q	76
4.4.1.a Calcul analytique de la sensibilité de Q/viscosité	77
4.4.1.b Calcul analytique de la sensibilité de Q / densité	78
4.4.2 Modes de vibrations	79
4.4.3 Admittance (paramètres S11)	79
4.4.3.a Calcul de la sensibilité de S11/viscosité	81
4.4.3.b Calcul de la sensibilité de S11 / densité	81
4.5 Conclusion	82
CONCLUSION GENERALE	83
APPENDICES	85
REFERENCES	86

LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1 : Exemple d'un dispositif MEMS.	12
Figure 1.2 : (a) Schéma de principe d'un SAW, (b) transducteur a deux électrodes par longueur d'onde.	13
Figure 1.3 : Arbre généalogique.	14
Figure 1.4 : (a) La fréquence d'oscillation d'un dispositif SAW change sous contraintes. En utilisant la configuration 'diaphragme', on obtient un capteur de pression. (b) Ajouter un second SAW, judicieusement placé, permet de minimiser l'effet de la température.	15
Figure 1.5 : Mesure de couple sur un arbre de transmission. T1 et T2 sont deux transducteurs à ondes élastiques de surface. C1 et C2 représentent leurs axes principaux (directions de propagation des ondes), formant un angle de 90°.	16
Figure. 1.6 : Maille élémentaire du ZnO.	18
Figure. 1.7: Structure cristallographique de l'AlN.	21
Figure 1.8 : Exemple de configuration d'un dispositif à ondes.	22
Figure 1.9 : Configuration schématique d'un résonateur à ondes de Lamb (a) LWR de type IDT avec réflecteurs latéraux (b) LWR sur membrane à géométrie réduite.	23
Figure 1.10 : Activation des harmoniques en fonction de la surface de l'électrode supérieure.	25
Figure 1.11 : Résonateur fonctionnant sur l'harmonique 3 (a) sans et (b) avec électrode déphasée.	25
Figure 2.1 : Plaque homogène isotrope.	30
Figure 2.2 : Mode de LAMB symétrique S_0 .	32
Figure 2.3 : Mode de Lamb asymétrique A_0 .	33
Figure 2.4 : Vitesses de phase des modes de Lamb symétriques (trait plein) et antisymétriques (trait pointillé) dans une plaque de Silice.	34
Figure 2.5 : Courbe de dispersion du mode A_0 dans la Silice, asymptote basse fréquence prévue par l'expression (2-24).	35
Figure 2.6 : Repère principal (1, 2,3) et repère de référence (1',2',3)	37

Figure 2.7 : Déformée d'un disque piézo-électrique de diamètre 10mm et d'épaisseur 0,40mm (trait plein), élément au repos (trait pointillés) : mode propre de vibration radial à $f=275,4\text{kHz}$.	47
Figure 3.1 : Schéma du dispositif a onde de Lamb.	50
Figure 3.2 : Les étapes de micro fabrication.	51
Figure 3.3 : Gravure d'un panier de plaquette par voie humide.	52
Figure 3.4 : Réacteur de gravure plasma à platine porte-substrats horizontale.	54
Figure 3.5 : Schéma de principe de la réaction de gravure plasma.	55
Figure 3.6 : Vitesse de gravure verticale et horizontale.	55
Figure 3.7 : Procédé de gravure isotrope du silicium.	56
Figure 3.8 : Procédé de gravure anisotrope.	56
Figure 3.9 : Différence entre gravure isotropique et anisotropique.	57
Figure 3.10 : Micro-usinage de surface basé sur les propriétés d'attaque sélectives des matériaux – principe.	58
Figure 3.11 : Méthode de dépôt par voie chimique.	59
Figure 3.12 : Méthode de dépôt par voie physique.	59
Figure 3.13 : Elaboration de films minces par Sol-Gel.	61
Figure 3.14 : Schéma d'un bâti de pulvérisation cathodique.	63
Figure 3.15 : Principe de la pulvérisation cathodique.	64
Figure 3.16 : Principe de la pulvérisation DC pulsée.	66
Figure 4.1 : Etapes de la modélisation.	69
Figure 4.2 : Géométrie du modèle.	70
Figure 4.3 : Géométrie du substrat piézoélectrique.	70
Figure 4.4 : Géométrie des électrodes.	70
Figure 4.5 :Schéma de la partie du liquide.	71
Figure 4.6 : Maillage du modèle.	74
Figure 4.7 : variation de la viscosité en fonction de la vitesse du son.	76
Figure 4.8 : Coubre du facteur de qualité.	76
Figure 4.9 : Facteur de qualité Q des différents sucres.	77
Figure 4.10 : Variations du facteur de qualité Q en fonction de la viscosité.	77
Figure 4.11: Variations du facteur de qualité Q en fonction de la densité.	78
Figure 4.12 : mode de vibration a la fréquence de résonance.	79
Figure 4.13 : Courbe de résonance et antirésonance.	79

Figure 4.14 : Paramètres S11 des différents sucres.	80
Figure 4.15 : variations du paramètre S11 en fonction de la viscosité.	80
Figure 4.16 : Variations du paramètre S11 en fonction de la densité.	81
Tableau 1.1 : Propriétés du ZnO.	19
Tableau 1.2: Propriétés de l'AlN.	20
Tableau 1.3: Tableau comparatif des différents matériaux piézoélectriques en couches minces	20
Tableau 3.1 : Comparaison des propriétés des gravures humide et plasma.	57
Tableau 4.1 : Propriétés du nitrure d'Aluminium (AlN).	72
Tableau 4.2 : Propriétés de l'Aluminium.	72
Tableau 4.3 : Propriétés de L'eau.	73
Tableau 4.4 : paramètres du modèle.	75
Tableau 4.5 : Sensibilité du capteur (Q/viscosité).	78
Tableau 4.6 : Sensibilité du capteur (Q/densité).	79
Tableau 4.7 : Sensibilité du capteur (S11/densité).	82

INTRODUCTION GENERALE

La tendance actuelle concernant le secteur des MEMS (*Micro Electro Mechanical System*) et plus particulièrement celui des microcapteurs est l'augmentation croissante de leur utilisation dans les différents secteurs de la vie quotidienne. Aujourd'hui, plusieurs centaines d'entreprises à travers le monde travaillent sur le développement des MEMS. Parmi celles-ci, *TRW*, *Novasensor*, *AnalogDevices*, *Motorola*, *Honeywell*, *SensoNor*, *Melexis*, *Infineon* ou encore *Mitsubishi* comptent parmi les plus importantes. Selon les prédictions réalisées par les analystes de marchés, cette tendance tend à s'amplifier dans les secteurs industriels ou domestiques. Il est intéressant de noter que les capteurs de pression et les buses pour jet d'encre constituent aujourd'hui plus de 2/3 du marché des microsystèmes. Une des raisons de l'essor rapide des microcapteurs est l'utilisation des mêmes technologies que celles utilisées pour la réalisation de circuits intégrés en silicium, matériau dont les propriétés électriques sont étudiées et très bien comprises depuis plusieurs années.

D'autre part, le silicium présente un haut degré d'intégrabilité aux sous-systèmes des capteurs issus de la microélectronique. La réalisation de microstructures à l'aide de la technologie silicium est donc de plus en plus demandée dans le domaine des capteurs chimiques et biochimiques ainsi que celui de la microfluidique. Parmi les nombreux capteurs ou dispositifs de détection étudiés et développés, les capteurs à base de micropoutres témoignent d'un nombre important de travaux publiés sur le sujet. Les micropoutres présentent de larges gammes de sensibilités, particulièrement intéressantes pour des applications dans le domaine de la sécurité, de l'environnement, du contrôle de procédés industriels et de qualités des produits, de la santé, etc.

Ce mémoire s'articule autour d'une étude d'un microdispositif à ondes de Lamb. Les efforts de développement et l'utilisation de ces dispositifs se sont accrus ces dernières années du fait des avantages de la miniaturisation, de la fabrication collective et de l'intégration de la microélectronique de commande liés aux technologies de fabrication de la microélectronique. Compte tenu de leur simplicité de fonctionnement,

de leur large gamme de détection et de leur forte sensibilité, ce type de capteur est très attractif pour la réalisation de capteurs physiques, chimiques et biologiques.

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art sur l'élaboration et la caractérisation des microcapteurs à ondes de surfaces. Afin de mieux comprendre le fonctionnement des capteurs à base d'onde de Lamb et de concevoir un capteur MEMS, un support bibliographique étaye les différents modes d'actionnement et de détection. Des méthodes de micro structuration des capteurs sont ensuite détaillées pour mieux appréhender les difficultés inhérentes à la fabrication des dispositifs. Une attention particulière est ensuite portée sur la méthode d'élaboration des capteurs à ondes de Lamb en couches épaisses réalisées avec la technologie microélectronique.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons l'aspect théorique de l'étude, les courbes de dispersion, les ondes de Lamb dans les matériaux isotropes et anisotropes ainsi que la théorie de la méthode des éléments finis.

Dans le troisième chapitre, nous faisons la présentation du micro dispositif étudié, les étapes de microfabrication (microusinage de volume et surface), le principe de fonctionnement ainsi que les techniques d'élaborations de couches piézoélectriques

Finalement, dans le quatrième chapitre, nous étudions par la méthode des éléments finis (par le logiciel COMSOL), la modélisation du microdispositif, (dimensionnement, définition des matériaux, maillage), la simulation ainsi que la présentation des résultats.

CHAPITRE1

ETAT DE L'ART

1.1 Introduction

Les microsystemes présentent un intérêt grandissant pour beaucoup de domaines où la miniaturisation des fonctions capteurs et/ou actionneurs est essentielle (aérospatial, médical, télécommunications ou encore automobile). L'essor de la microélectronique a permis l'évolution des techniques d'élaboration sur tranches de silicium. Ces fonctions recherchées nécessitent la conception de composants complexes, le développement et l'intégration de nouveaux matériaux : électro-actifs et électromagnétiques.

Dans ce chapitre nous allons présenter un état de l'art sur les microsystemes, les capteurs MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*), les résonateurs à ondes de surfaces, la piézoélectricité ainsi que les ondes de LAMB.

1.2 Qu'est qu'un MEMS ?

La traduction de 'microsystemes' est littéralement très petits systemes' ou 'systemes faits de très petits composants'. Ce terme n'introduit pas de concepts de réalisation, ni d'informations sur le type de fonctionnalité. La notion de Micro Système Electro Mécanique (MEMS) est plus explicite :

- Micro : fixe l'échelle ;
- Electro : introduit la notion électrique et / ou électronique ;
- Mécanique : notion de mouvement.

La figure 1.1 représente un exemple d'un dispositif MEMS.

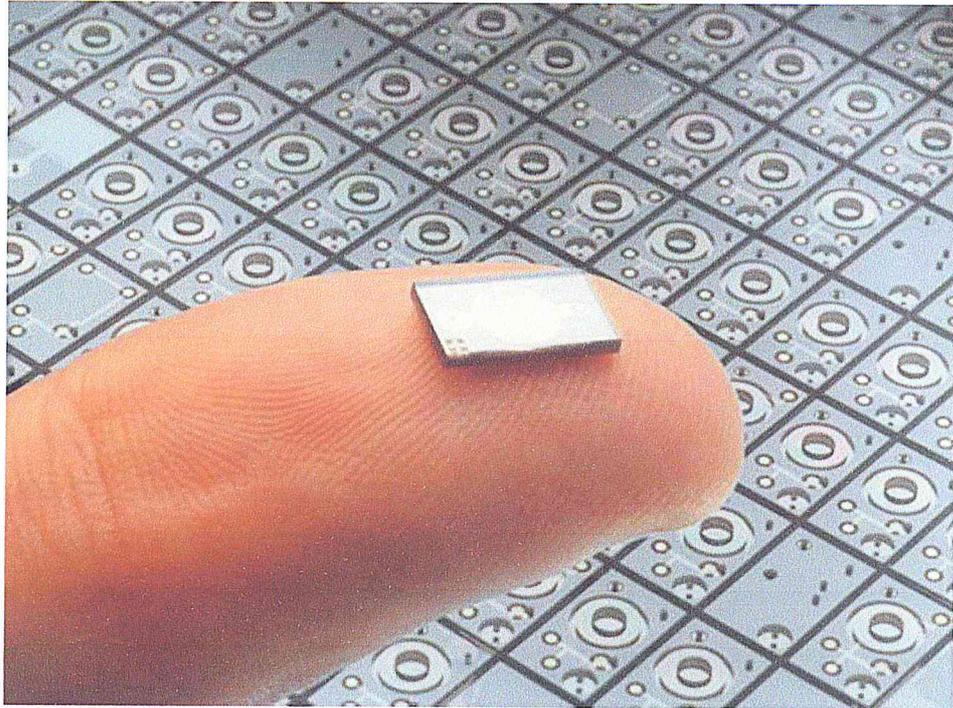


Figure 1.1 : Exemple d'un dispositif MEMS [1].

1.3 Capteurs MEMS a ondes de surfaces

Les dispositifs à ondes acoustiques de surface ou dispositifs SAW, de l'anglais (*Surface Acoustic Wave*), sont aujourd'hui présents dans de nombreux domaines et font l'objet de constants développements. Les dispositifs SAW sont développés industriellement depuis 1985, notamment pour les télécommunications mobiles ou pour les filtres pour la télévision, qui en consomment aujourd'hui plus de trois milliards par an. Leur succès dans ces deux domaines s'explique par leur grande diversité de réponse en fréquence, leur petite taille et donc leur faible encombrement, leur faible coût de production et leur grande fiabilité de fonctionnement. Avec deux avantages décisifs : leur faculté à être passifs, c'est-à-dire à ne pas nécessiter d'alimentation pour fonctionner, et à être interrogeables à distance.

Les composants à ondes de surface SAW sont des dispositifs discrets de traitement analogique du signal. Il s'agit de composants passifs, bien adaptés pour réaliser des fonctions telles que ligne à retard, filtrage et source stable de fréquence [1]. Depuis leur introduction au milieu des années 1960, les composants SAW ont d'abord été intensivement développés pour les applications militaires, telles que la compulsion d'impulsion pour l'amélioration des performances des radars (portée et résolution) et les convoluteurs essentiels pour les besoins des communications à spectre élargi. La première invention significative dans le domaine des fonctions de filtrage à

base de composants à onde de surface a été brevetée en 1969, [2]. Depuis de nombreux progrès ont été réalisés, et les SAW sont maintenant largement utilisés dans la télécommunication mobile (EPCOS13, MURATA14), [3].

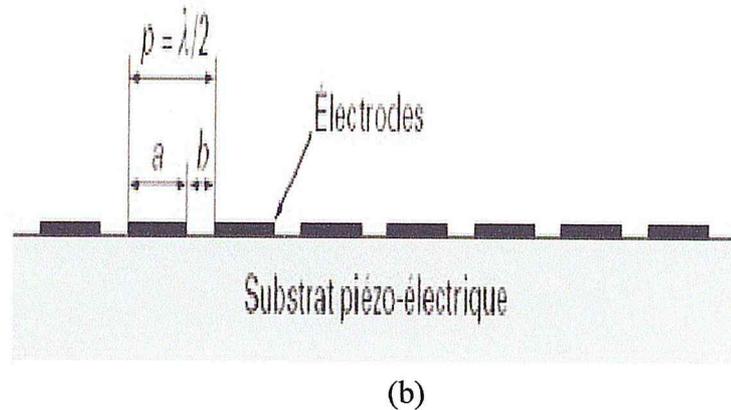
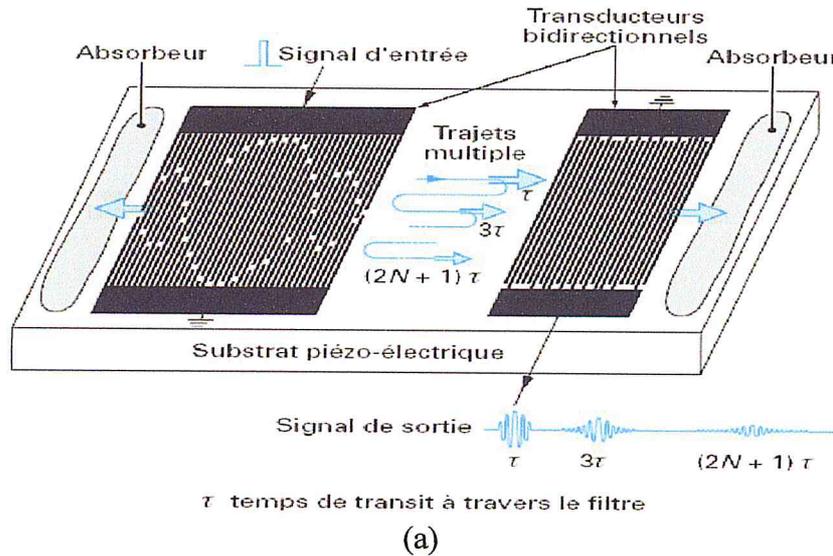


Figure 1.2 : (a) Schéma de principe d'un SAW, (b) transducteur à deux électrodes par longueur d'onde [2].

La figure 1.2.a représente une structure classique de filtre à deux transducteurs en ligne, le transducteur d'entrée transforme l'énergie électrique en énergie acoustique et inversement pour le transducteur de sortie. Les transducteurs sont composés d'électrodes métalliques réalisées sur un cristal piézoélectrique comme représenté schématiquement (vue en coupe) sur la figure 1.2.b, qui est un exemple de transducteur à deux électrodes par longueur d'onde (λ). La période p est donc constituée d'une électrode de longueur a et d'un espace inter-électrode b . La réponse d'une telle structure est la convolution des réponses des deux transducteurs. Elle est entièrement contrôlée dans le domaine temporel par le dessin des transducteurs fixant la position des électrodes (échantillonnage) et le recouvrement entre électrodes (pondération). Le

problème de ces filtres provient de mauvaises performances au niveau des pertes d'insertion et des limitations en puissance. D'autre part, les SAW ne sont pas intégrables sur les circuits intégrés, ce qui est un point bloquant pour les nouvelles générations de téléphones mobiles. L'histoire des dispositifs SAW est résumée sur la figure 1.3 sous forme d'un arbre généalogique.

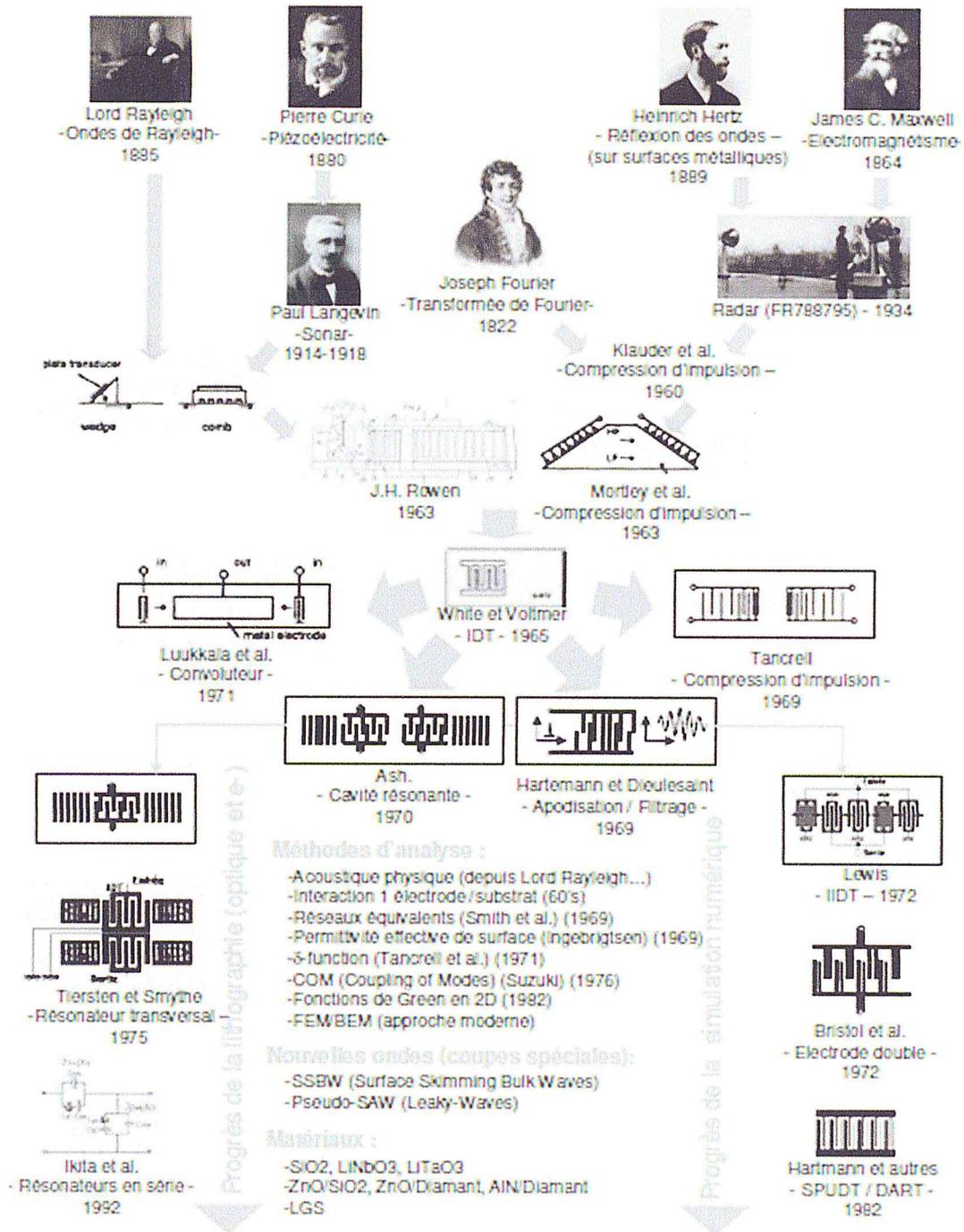


Figure 1.3 : Arbre généalogique [2].

1.4 Principe de fonctionnement

Les dispositifs à ondes acoustiques sont sensibles à toute perturbation susceptible d'affecter la vitesse, la distance de parcours ou encore le mode de propagation des ondes. Une perturbation se traduit par une variation de la réponse électrique du dispositif (fréquence, amplitude, retard, phase...). Les systèmes SAW ne font pas exception à cette règle et sont sensibles à trois grands types de perturbations : la variation de température, la déformation, et le dépôt d'espèces gazeuses, liquides ou solides en surface.

La variation de température et la déformation provoquent à la fois une variation de la vitesse (altération des coefficients élastiques et piézoélectriques) et une modification de la longueur à parcourir ; De plus, le dépôt d'espèces gazeuses (adsorption/absorption) fait varier la vitesse des ondes. Cette variation peut résulter d'une modification de l'inertie mécanique en surface (augmentation de la masse à mouvoir), d'une modification des coefficients élastiques (consécutive à la diffusion d'espèces chimiques adsorbées dans le milieu de propagation) ou encore d'une perturbation du champ électrique de surface.

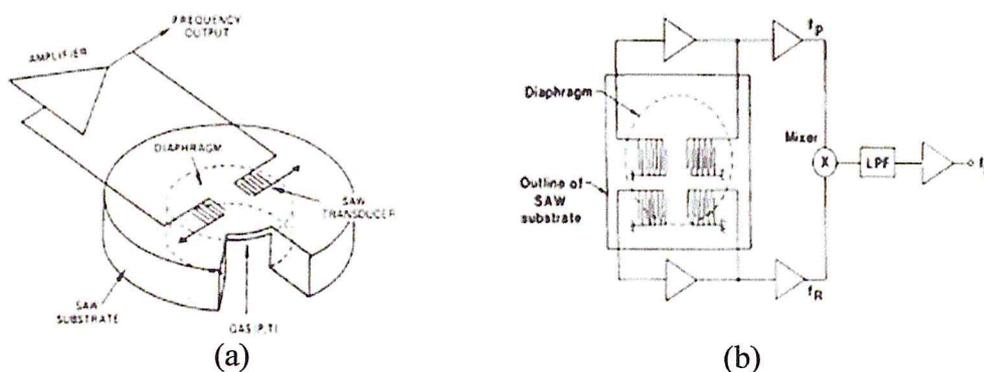


Figure 1.4 : (a) La fréquence d'oscillation d'un dispositif SAW change sous contraintes. En utilisant la configuration 'diaphragme', on obtient un capteur de pression [4]. (b) Ajouter un second SAW, judicieusement placé, permet de minimiser l'effet de la température [6].

Le dépôt d'espèces liquides ou solides modifie quant à lui le mode de propagation des ondes. L'ajout d'une couche de liquide ou d'un film viscoélastique sur la surface peut notamment engendrer l'apparition de modes guidés à des fréquences particulières. La vitesse de ces modes dépend des paramètres physiques de la couche guidante et il est donc possible de les mesurer en suivant l'évolution de la réponse fréquentielle des dispositifs. Ces paramètres sont la viscosité, la densité, la rigidité,

l'épaisseur etc... Tous les capteurs SAW présents sur le marché exploitent l'une ou l'autre de ces trois sensibilités.

Les capteurs de déformation, de pression et de couple utilisent la sensibilité à la déformation mécanique. Dans le cas de la mesure de pression, une membrane piézoélectrique déformable est équipée d'IDT(s). Cette configuration de type 'diaphragme' a été proposée pour la première fois en 1975 par Reeder et Cullen [4]. Un second SAW de référence peut être placé près du premier, de sorte à subir la même variation de température mais sans les contraintes mécaniques. Ceci permet de compenser, après traitement, l'effet indésirable de la température.

Dans le cas de la mesure de couple sur un arbre de transmission, deux SAW sont disposés à angle droit l'un de l'autre et forment un angle de 45° avec l'axe de l'arbre. Dans cette configuration classique de mesure de couple, l'une des jauges est en compression et l'autre est en extension. Le fait d'utiliser deux SAW permet à nouveau de compenser directement l'effet de la température [5]. Les capteurs de température utilisent bien évidemment la sensibilité à la température.

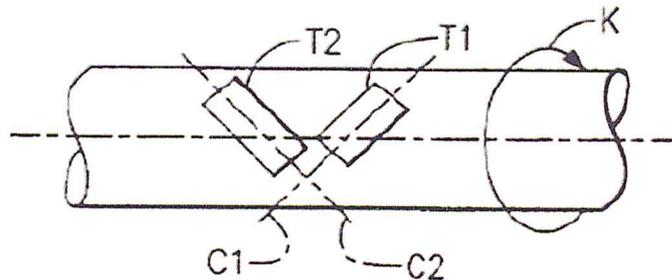


Figure 1.5 : Mesure de couple sur un arbre de transmission. T1 et T2 sont deux transducteurs à ondes élastiques de surface. C1 et C2 représentent leurs axes principaux (directions de propagation des ondes), formant un angle de 90° [6].

Le plus souvent basés sur des lignes à retard (oscillateurs SAW), ils atteignent une résolution de l'ordre du milli degré, possèdent une bonne linéarité et un faible hystérésis [7]. Etant cependant très sensibles à l'effet de masse, ils sont généralement scellés dans un boîtier hermétique.

1.5 Piézoélectricité dans les MEMS

Cette partie fait un rapide état de l'art de la piézoélectricité, et plus particulièrement en couches minces. Ensuite les principaux matériaux piézoélectriques en films minces sont présentés.

La piézoélectricité est un phénomène associé à la structure cristalline de la matière. Elle relie la contrainte mécanique à la charge électrique, d'où son nom : pièze (vient du grec et signifie Appuyer) et électricité. Elle a été découverte en 1880 par les frères Curie (Pierre et Jacques) sur le quartz, et a dès lors fait l'objet de nombreuses études. En 1881, le terme Piézoélectricité apparaît [8]. Les premières applications industrielles apparaissent au début des années 20 (1917), il s'agit de transducteurs piézoélectriques [9] pour la détection des ondes Sonores sous-marines, à l'aide de plateaux de quartz de grande taille. Ensuite, en 1920 on découvre la "ferroélectricité" du sel de Rochelle [10], puis celle de KH_2PO_4 (KDP), grâce à Busch et Scherrer. C'est à partir des années 1950 que les céramiques ferroélectriques BaTiO_3 d'abord, puis les PZT (Titanate Zirconate de Plomb) ont été découvertes [11]. Les matériaux piézoélectriques sont utilisés dans un grand nombre d'applications (capteurs, Actionneurs et transducteurs), dans des domaines aussi variés que le contrôle de procédés industriels, le contrôle environnemental, la communication, les systèmes d'information ou l'instrumentation médicale [12].

Le quartz, premier matériau piézoélectrique utilisé, a toujours des applications de nos jours : montres électroniques, capteurs d'accélération, Ceci est lié à ses bonnes caractéristiques physiques (peu de sensibilité thermique, stabilité chimique, ...). Actuellement, les recherches sont axées sur l'élaboration de couches minces piézoélectriques et / ou ferroélectriques, de type polymères, céramiques, ou monocristallines. Ces matériaux présentent un grand intérêt pour la miniaturisation des dispositifs, et trouvent des applications dans un grand nombre de domaines :

- Les microcapteurs ;
- Les micro-actionneurs ;
- Les micro-transducteurs ultrasonores.

1.6 Les matériaux piézoélectriques en couches minces

Les matériaux piézoélectriques utilisés dans la conception de systèmes électromécaniques sont polaires et présentent, la plupart du temps (LiNbO_3 mis à part), une structure de type Würtzite ou Pérovskite.

1.6.1 Matériaux de type Würtzite

Il s'agit de matériaux non ferroélectriques, mais présentant la propriété de pyroélectricité. Les matériaux les plus utilisés de cette famille sont l'oxyde de zinc

(ZnO) et le nitrure d'aluminium (AlN). Leur axe polaire n'est pas mobile, la couche doit donc être bien orientée dès l'élaboration.

1.6.1. a L'oxyde de zinc : ZnO

L'oxyde de zinc est le premier matériau à avoir été élaboré en couche mince (1965) par pulvérisation diode classique [13], puis par pulvérisation triode [14]. Les premières applications industrielles (en ondes acoustiques de surface, SAW) ont été commercialisées en 1976 (des lignes de retard pour les téléviseurs) [15].

Il s'agit d'un matériau de symétrie hexagonale (groupe ponctuel 6mm), cristallisant dans la structure de la Würtzite (Figure.1.6). L'orientation de son axe c doit être perpendiculaire au substrat pour que l'effet piézoélectrique puisse être utilisé, [16].

L'oxyde de zinc est un matériau semi-conducteur ($E_{\text{gap}} = 3 \text{ eV}$) qui peut facilement être gravé (propriété intéressante pour les microtechnologies) [17]. Il présente des propriétés piézoélectriques et un couplage électromécanique bon par rapport aux matériaux piézoélectriques non ferroélectriques.

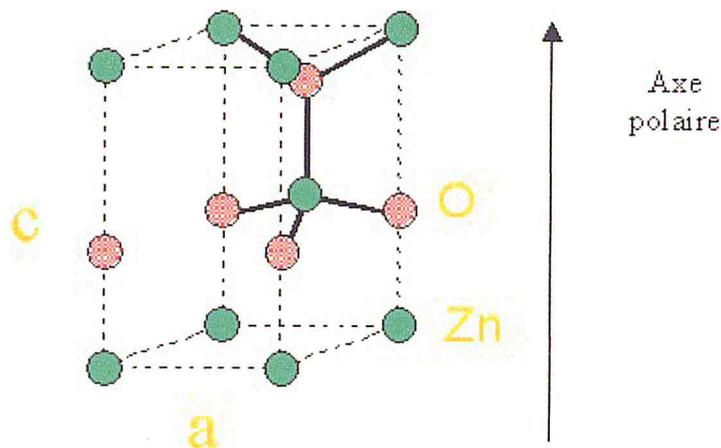


Figure. 1.6: Maille élémentaire du ZnO [17].

On recense de nombreuses techniques d'élaboration de couches minces ZnO, nous ne citons ici que les plus utilisées : la pulvérisation RF magnétron [21], le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) [22], le dépôt par pyrolyse de spray [16], [23] ou l'évaporation réactive [24]. La technique la plus utilisée est la pulvérisation RF magnétron à température ambiante, ce qui permet d'obtenir une bonne résistivité de la couche.

Les applications actuelles sont assez variées : micromoteurs [25], lignes de retard et résonateurs (SAW, FBAR, capteurs) [26], [21]. Le ZnO pose des problèmes de

perles diélectriques à basse fréquence, ce qui est néfaste pour des capteurs ou des actionneurs fonctionnant à des fréquences aux alentours de 10 kHz. D'autre part, le vieillissement du ZnO pose des problèmes, les pertes diélectriques augmentent. Le tableau 1.1 regroupe des données sur les principales grandeurs du ZnO.

Tableau 1.1: Propriétés du ZnO [17].

	ϵ_{31} (C/m ²)	d_{33} (pm/V)	K_{33}^2 (%)	Vitesse acoustique (m/s)	ϵ_{33}
ZnO massif	-0.57	12.4	8	6340	12.6
ZnO(001) couche mince	-0.4 à -0.8	10 à 12	2 à 8	6340	9 à 12

1.6.1.b Le nitrure d'aluminium : AlN

Le nitrure d'aluminium présente aussi une symétrie hexagonale (groupe ponctuel 6mm). Dans sa structure Würtzite (Figure.1.7), l'orientation de l'axe c doit être perpendiculaire à la surface du substrat afin de pouvoir utiliser l'effet piézoélectrique (contrainte pour la croissance de couche).

Il s'agit d'un matériau très résistant d'un point de vue chimique et mécanique, mais présentant des propriétés piézoélectriques et de couplages électromécaniques un peu moins importants que ZnO (Tableau 1.2). Cependant, il s'agit d'un matériau isolant ($E_{gap} = 6$ eV) et stable vis à vis du silicium, contrairement à l'oxyde de zinc (Zn est un diffuseur rapide dans le silicium) [25]. L'AlN présente un grand intérêt pour les systèmes travaillant à de hautes fréquences (supérieur au GHz) du fait de sa vitesse acoustique importante (10400 m/s).

Différentes techniques d'élaboration de couches minces ont été utilisées, nous ne citons ici que les plus courantes : pulvérisation DC magnétron pulsée [27], RF magnétron [28-29], MOCVD [30-31] ou l'ablation laser [32].

L'AlN est le plus souvent pulvérisé à une température de l'ordre de 300°C afin d'obtenir une bonne cristallisation. Il est également important de très bien contrôler la texture et l'orientation de la couche inférieure. Raj Jakkuraju et al ([27]) présentent une étude intéressante de la croissance de films minces d'AlN sur différentes sous couches (métalliques ou non).

Seuls les monocristaux et les films minces texturés d'AlN présentent des propriétés piézoélectriques. Beaucoup de caractéristiques de ce matériau en font un

matériau très prometteur pour la réalisation de MEMS : il présente des caractéristiques piézoélectriques inférieures à celles du PZT mais ces dernières sont très stables en fonction de la fréquence et du champ électrique appliqué. Ce qui permet d'obtenir une réponse linéaire du film dans la gamme de travail visée. D'autre part, l'élaboration de films d'AlN est compatible avec les procédés d'élaboration de circuits intégrés (température inférieure à 400°C) et sa faible constante diélectrique ainsi que les faibles pertes en font un matériau très intéressant pour les applications ultrasonores où une faible consommation est recherchée. Ses constantes élastiques ainsi que sa vitesse acoustique importante (Tableau 1.2) sont aussi des atouts pour la réalisation de composantes hautes fréquences à onde acoustique (SAW, BAW). L'AlN est chimiquement inerte et sa température de décomposition est de 2500°C, son coefficient de dilatation thermique est très proche de celui du silicium [20]. Les applications les plus courantes sont la réalisation de résonateurs à onde acoustique. On trouve des filtres à onde de volume (BAW) [33], des capteurs à onde de surface (SAW) [34-[35] ou encore des micromoteurs [20].

Tableau 1. 2: Propriétés de l'AlN [18-20,36].

	e_{31} (C/m ²)	d_{33} (pm/V)	K_{33}^2 (%)	Vitesse acoustique (m/s)	ϵ_{33}
AlN massif	-0.58	5	6	10400	10.4
AlN(001) couche mince	-0.3 a -1	1 à 4.5	1 à 6	10400	10.4

Le tableau 1. 2 regroupe les principales caractéristiques des films minces d'AlN et de l'AlN massif [18-20, 36]. Le problème de ce matériau est que les couches peuvent être très contraintes et qu'il est relativement complexe d'obtenir des électrodes bien structurées. Or l'orientation de l'électrode inférieure est primordiale pour l'obtention d'un AlN bien structuré.

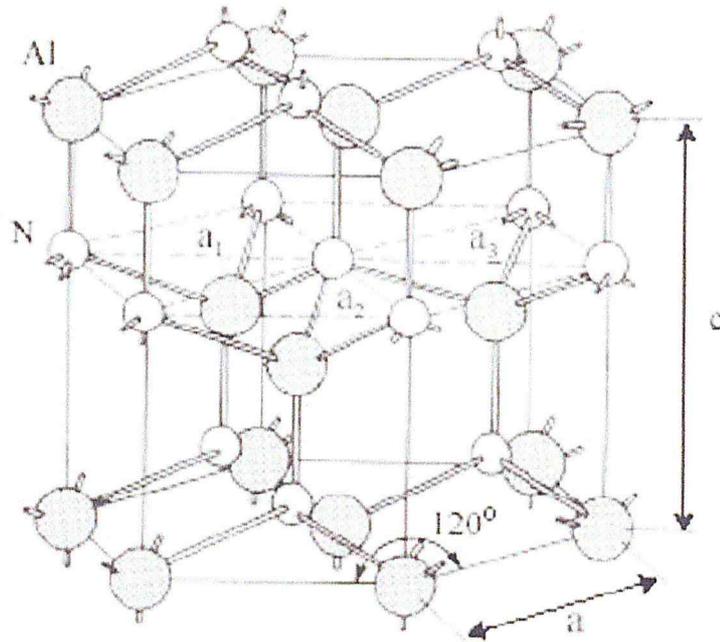


Figure. 1.7: Structure cristallographique de l'AlN [18].

1.6.2 Comparaison des matériaux en couche mince

Le tableau 1.3 présente les principaux résultats bibliographiques concernant les propriétés des différents des matériaux piézoélectriques en couches minces tels que l'oxyde de zinc ZnO (001), le nitrure d'aluminium AlN (001), le PZT etc... [18-36].

Tableau 1. 3: Tableau comparatif des différents matériaux piézoélectriques en couches minces [18-36].

Matériaux	e_{31} (C/m ²)	d_{33} (pm/V)	ϵ_{33}	K_{33}^2 (%)
ZnO (001)	-0.4 à -0.8	10 à 12	9 à 12	2 à 8
AlN (001)	-0.3 à -1	1 à 4.5	10.4	1 à 6
PZT	-3 à -20	15 à 250	200 à 1300	2 à 25
PMN-PT 70/30	-6.6	170 à 183	1000 à 2700	N.D

1.7 Présentation des ondes de Lamb

1.7.1 Introduction

Les ondes de Lamb, encore appelées « ondes de plaque », sont des ondes acoustiques qui se propagent sur des plaques d'épaisseur finie et sans contraintes aux surfaces [37]. Ces ondes sont divisées en deux groupes, appelées symétriques (modes s)

et antisymétriques (modes a), en fonction du déplacement des particules par rapport au plan méridien de la plaque.

Les ondes de Lamb sont appropriées à la réalisation de capteurs pour liquides parce que les vitesses de phase et de groupe sont très sensibles aux conditions à la surface de la plaque [38]. Normalement, les dispositifs à ondes de Lamb sont conçus pour travailler dans une région de faible produit « fréquence-épaisseur de la plaque », où le mode A_0 peut être obtenu avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide environnant. Dans ce cas, l'onde de Lamb peut se propager sans irradier son énergie dans le liquide [39-40].

Les transducteurs piézoélectriques seront décrits à l'aide du modèle de Masson. Pour le calcul des composantes de l'onde de Lamb, nous développerons les équations de propagation, en tenant compte de la présence d'un liquide d'un côté de la plaque ; ce modèle représente le cas d'un récipient rempli d'un liquide sur paroi duquel nous générons les ondes de Lamb.

1.7.2 Dispositif de génération des ondes de Lamb

Une configuration d'un dispositif à ondes de Lamb comportant un film piézo-électrique sur un substrat (plaque) servant de support mécanique est montrée dans la figure 1.8. Les peignes monophasés sont gravés sur la surface métallisée du film piézo-électrique [39-40].

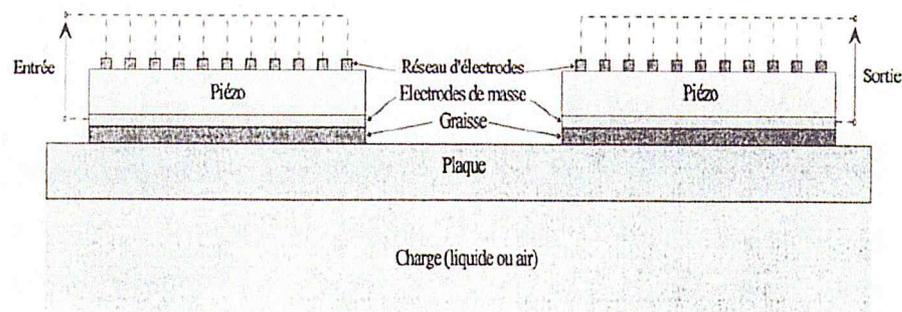


Figure 1.8 : Exemple de configuration d'un dispositif à ondes de [39-40].

1.8 Fonctionnement d'un résonateur à onde de Lamb

1.8.1 Fonctionnement d'un LWR

L'application d'un champ électrique sur la structure par l'intermédiaire des deux électrodes engendre des contractions et des expansions de la couche piézoélectrique suivant les directions x et z , générant une onde acoustique à propagation latérale. La

structure est en résonance si la largeur de la couche piézoélectrique L est égale à $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde du signal d'entrée, voir la Figure (1.9(b)). L'expression de la fréquence de résonance f_r s'écrit :

$$f_r = \frac{nv_\phi}{2L} \quad (1)$$

Avec n le rang de l'harmonique (1 : fondamental, 3 : harmonique trois, etc...). La vitesse de phase v_ϕ des ondes de Lamb dans le résonateur dépend, d'une part, de la fréquence de fonctionnement et, d'autre part, des épaisseurs et des propriétés des différents matériaux constituant le résonateur (piézoélectrique, électrodes, membrane, ...). Cette vitesse peut être déterminée par le calcul des courbes de dispersions à l'aide de la simulation FEM.

Par conséquent, tandis que la fréquence de résonance des résonateurs BAW (FBAR et SMR) ne peut être modifiée que par une variation des épaisseurs des matériaux, les résonateurs à ondes de Lamb offrent deux degrés de liberté pour ajuster leur fréquence de résonance : la largeur L du résonateur au premier ordre et les épaisseurs des différents matériaux au second d'ordre. Nous verrons que cette caractéristique est un avantage pour la réalisation de filtre.

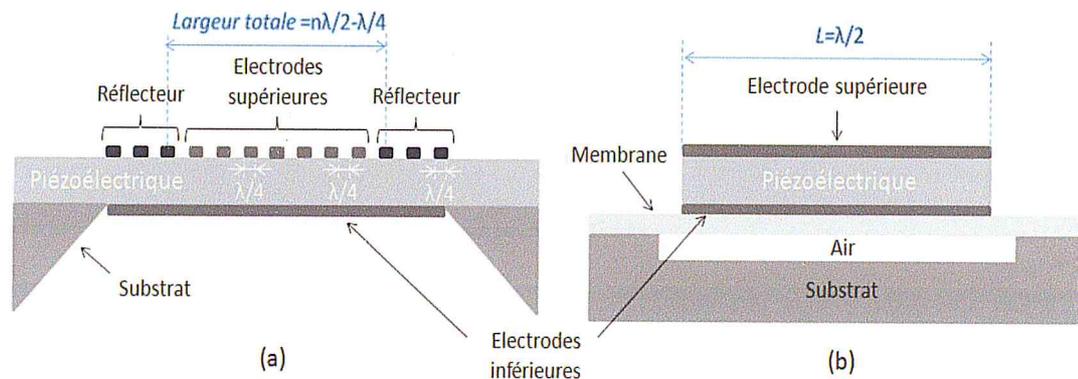


Figure 1.9 : Configuration schématique d'un résonateur à ondes de Lamb (a) LWR de type IDT avec réflecteurs latéraux (b) LWR sur membrane à géométrie réduite [41].

Les résonateurs à ondes de Lamb (LWR) possèdent une configuration géométrique proche de celle d'un FBAR dans le sens où un piézoélectrique (AlN) est confiné entre deux électrodes. En effet, le LWR doit être libre de vibrer verticalement comme dans le cas d'un FBAR. Le résonateur est donc placé au-dessus d'un espace d'air : soit l'empilement est disposé directement sur un substrat en Si avant d'effectuer une gravure de la face arrière [41], voir la Figure (1.9(a)) ; soit l'empilement est disposé sur une membrane placée sur une couche sacrificielle que l'on élimine par la suite, voir

la Figure (1.9(b)). La première configuration n'est à l'heure actuelle pas compatible avec une intégration sur circuit monolithique contrairement à la seconde solution. De plus, une étude a montré la faisabilité d'une Co-intégration de LWR et de FBAR en employant cette seconde méthode de fabrication [42] ; cette Co-intégration impose la contrainte que les deux types de résonateurs possèdent la même épaisseur de matériau piézoélectrique, ce dernier étant déposé en pleine plaque.

Comme les ondes de Lamb se propagent latéralement, les flancs du résonateur doivent être également libres de vibrer [42]. Une première méthode consiste à graver le piézoélectrique afin de délimiter la dimension latérale du résonateur, qui impose la fréquence de résonance. Cette configuration correspond au schéma de la Figure (1.9(b)).

La seconde approche consiste à utiliser des réflecteurs latéraux pour isoler le résonateur acoustiquement [41], voir le schéma du résonateur sur la Figure (1.9(a)). Cette méthode est basée sur le même principe que les réflecteurs latéraux des résonateurs SAW, (Figure 1.9), et les miroirs de Bragg des SMR (Figure 1.9(b)) : des zones de largeurs égales à $\lambda/4$ et présentant des impédances acoustiques faibles et élevées alternativement sont disposées de part et d'autre du résonateur. Une diminution de l'impédance acoustique est obtenue par le dépôt d'une électrode métallique sur le matériau piézoélectrique.

1.8.2 Fonctionnement du LWR sur les harmoniques

Contrairement à un résonateur BAW dont la technologie ne permet pas de travailler à une fréquence au-dessous de 800 MHz (à cause d'une épaisseur de piézoélectrique trop élevée), le LWR peut fonctionner à une fréquence plus faible (jusqu'à 20 MHz) car sa fréquence de résonance dépend principalement de la largeur de la structure, voir l'équation (1). Par contre, son fonctionnement en haute fréquence est limité par la précision des procédés de lithographie. En effet, une fréquence de fonctionnement élevée implique un résonateur très fin.

Une astuce de conception permet cependant de contourner cette limitation. Le LWR schématisé sur la Figure 1.9 (b) exploite le mode fondamental S_0 correspondant au cas où n est égal à 1 dans l'équation (1). L'électrode supérieure à une surface active recouvrant totalement le résonateur. Cependant, l'analyse spectrale révèle la présence d'harmoniques supérieures ($n = 3, 5, \dots$) dont l'amplitude est atténuée à mesure que la fréquence augmente. Or, en modifiant la surface active de l'électrode supérieure, le LWR peut fonctionner sur des harmoniques spécifiques [43-42]. Par

exemple, une surface d'électrode supérieure égale aux deux tiers de la surface totale du résonateur active la troisième harmonique, voir la Figure 1.10.

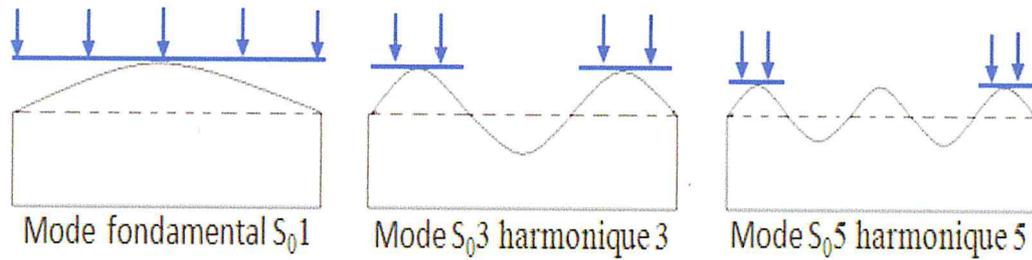


Figure 1.10 : Activation des harmoniques en fonction de la surface de l'électrode supérieure [42-43].

Malheureusement, le facteur de couplage électromécanique K^2 diminue à mesure que la fréquence augmente. En effet, le K^2 le plus élevé est obtenu pour le mode fondamental. Une étude a montré que la présence d'une électrode supérieure déphasée par rapport aux électrodes d'activation améliore le facteur de couplage électromécanique [42-43]. La Figure (1.11) présente l'exemple d'un résonateur fonctionnant sur l'harmonique 3 avec une électrode déphasée. Cette configuration permet d'optimiser le facteur de couplage électromécanique de l'harmonique 3 : la valeur de K^2 atteint ainsi celle d'un résonateur fonctionnant sur le mode fondamental. Dans le cas d'un résonateur utilisant une électrode déphasée, l'électrode inférieure devient flottante.

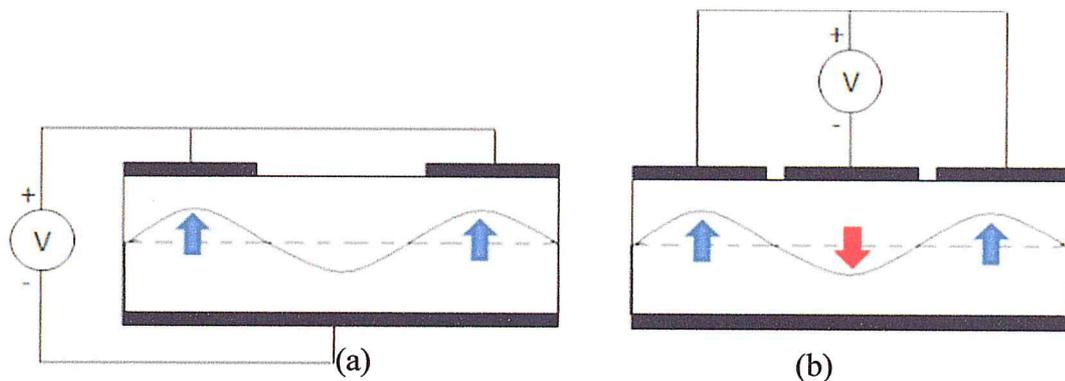


Figure 1.11 : Résonateur fonctionnant sur l'harmonique 3 (a) sans et (b) avec électrode déphasée [43].

En utilisant cette astuce de conception, il devient alors possible d'activer un résonateur à ondes de Lamb à différentes fréquences tout en conservant une largeur L constante.

1.9 Conclusion

Dans ce premier chapitre nous présentons l'état de l'art sur l'élaboration et la caractérisation des microcapteurs à ondes de surfaces. Afin de mieux comprendre le fonctionnement des capteurs à base d'onde de Lamb et de concevoir un capteur Mems, un support bibliographique étaye les différents modes d'actionnement et de détection en essayant de présenter leurs définitions et leurs présentations sur un point de vue générale, ainsi que leurs aspects historiques.

CHAPITRE 2

THEORIE DES ONDES DE LAMB

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons essayer d'introduire des notions théoriques concernant notre modèle qui se base sur les ondes de LAMB, pour cela nous allons présenter la théorie des vibration dans les solides avec des rappels d'élasticité (la loi de Hook), les courbes de dispersions ainsi que les ondes planes et ce pour bien appréhender les ondes de LAMB qui sont notre support théorique pour notre modèle.

2.2 Théorie des vibrations dans les solides

2.2.1 Rappels d'élasticité

2.2.1.a Elasticité linéaire : Loi de Hook

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

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1)$$

Les coefficients C_{ijkl} sont les composantes du tenseur des rigidités élastiques, appelés aussi constantes de raideurs ou constantes d'élasticité. C est un tenseur de rang 4 qui possède dans le cas le plus général $3^4 = 81$ composantes indépendantes. Dans la loi de Hooke, les tenseurs T et S étant symétriques, les C_{ijkl} sont invariants par permutation des indices ij ou kl . Il ne reste donc que 36 composantes indépendantes C que l'on peut classer dans une matrice carrée de dimension 6 [70].

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

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.2)$$

On peut montrer l'équivalence [44] entre la relation tensorielle et la relation matricielle :

$$T_\gamma = C_{\gamma\delta} S_\delta \quad \delta, \gamma = 1,2,3,4,5,6 \quad (2.3)$$

Dans l'hypothèse de l'acoustique, c'est-à-dire en présence de faibles perturbations, le milieu subit des transformations réversibles. Ainsi on montre que dans une transformation adiabatique, la constante élastique isentropique C_{ijkl} est la dérivée seconde de l'énergie interne de l'unité de volume du milieu considéré par rapport aux déformations S_{ij} et S_{kl} .

Dans le cas d'une transformation isotherme, la constante élastique isotherme S_{ijkl} est la dérivée seconde de l'énergie libre de l'unité de volume [44]. Il y a donc invariance des constantes élastiques par permutations des paires d'indices ij et kl (ou des indices γ et δ en notation matricielle), d'où la relation de symétrie dite relation de Maxwell :

$$C_{ijkl} = C_{klij}, j, k, l = 1,2,3 \quad (2.4)$$

Il en résulte que la matrice 6×6 des constantes élastiques $C_{\gamma\delta}$ ne possède plus comme composantes indépendantes que les 21 membres de sa partie triangulaire supérieure. Cette matrice des constantes élastiques ou matrice d'élasticité représente donc le cas le plus général d'un système cristallin de type triclinique, c'est-à-dire ne possédant pas de symétrie particulière hormis la symétrie centrale par rapport à l'origine du trièdre de référence [70].

2.2.1.b Elasticité dynamique

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

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = 1,2,3 \quad (2.5)$$

En utilisant la valeur de T_{ij} , on obtient le système de trois équations suivant :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad i, j, k, l = 1,2,3 \quad (2.6)$$

2.2.1. c Ondes planes en milieux illimités

On cherche des solutions sous la forme d'ondes planes progressives se propageant à la vitesse de phase c selon la direction définie par le vecteur unitaire n de coordonnées (n_i, n_j, n_k) .

L'équation dite de Christoffel :

$$\rho C^2 u_i = C_{ijkl} n_j n_k u_l \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2.7)$$

En régime d'ondes planes, les solutions de l'équation de propagation ont donc pour vitesse de phase (resp. polarisation) les valeurs propres (resp. vecteurs propres) du tenseur de Christoffel [45] $\Gamma_{il} = C_{ijkl} n_j n_k$. Dans le cas le plus général d'un matériau triclinique, avec une propagation suivant un vecteur directeur n quelconque, il y aura coexistence de trois ondes planes polarisées orthogonalement deux à deux. Une onde quasi longitudinale (Celle dont la direction de polarisation est la plus proche de la direction de propagation) et deux ondes quasi transversales. Les trois valeurs des vitesses de phase, en général distinctes, sont les racines de l'équation :

$$|\Gamma_{il} - \rho C^2 \delta_{il}| = 0 \quad (2.8)$$

2.2.1.d Ondes guidées : courbe de dispersion

Dès lors que le milieu de propagation des ondes élastiques n'est pas illimité, les solutions de l'équation du mouvement doivent aussi satisfaire des conditions aux limites mécaniques et électriques. La première approche théorique des ondes se propageant sur la surface libre d'un solide élastique semi-infini fut exposée par Rayleigh en 1885. Dans le cas d'un solide homogène isotrope, l'onde de surface aussi appelée onde de Rayleigh [46] est polarisée elliptiquement dans le plan sagittal et son amplitude s'atténue sur quelques longueurs d'ondes dans la profondeur du milieu [70].

En 1911, Love et al [47] montra l'existence d'une onde transversale polarisée horizontalement, se propageant dans une couche déposée sur un substrat semi-infini. Dans le cas de deux solides semi-infinis, la combinaison des ondes de Rayleigh dans chacun des milieux donne naissance à une onde d'interface mise en évidence par Stoneley [48] en 1924.

Si l'on considère un milieu d'épaisseur finie (cas d'une plaque dans le vide) deux ondes de surface peuvent se propager sans interagir sur chacune des interfaces libres tant que l'épaisseur de la plaque est grande devant la longueur d'onde λ . Lorsque

l'épaisseur de la plaque est du même ordre de grandeur que λ , Lamb [49] mit en évidence en 1917 les ondes résultant du couplage des différentes ondes partielles aux interfaces solide/vidé dans un matériau homogène isotrope. Ces ondes de plaque, dites ondes de Lamb, sont dispersives et ont la particularité de mettre en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Il existe deux types de modes guidés distincts : les modes symétriques et antisymétriques.

On étudiera également le cas des ondes de Lamb généralisées tant dans le cas d'une plaque chargée ou immergée dans un fluide de couplage (*Leaky Lamb Waves*), que dans celui des matériaux anisotropes [70].

Les ondes de plaque s'établissent donc comme la superposition d'une série discrète de modes guidés. Le guide d'onde confère leur caractère dispersif aux modes de Lamb. L'étude de la propagation des ondes de Lamb requiert le calcul des courbes de dispersion, qui représentent les profils de vitesse de phase en fonction du produit fréquence-épaisseur [70].

2.3 Onde de LAMB dans les matériaux homogènes isotropes

2.3.1 Courbe de dispersion

Pour le calcul des courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque mince de matériau homogène isotrope, Viktorov [50] décompose le champ acoustique de déplacement à l'intérieur du milieu de propagation comme la somme du gradient d'un potentiel scalaire ϕ et du rotationnel d'un potentiel vecteur ψ : $u = \nabla\phi + \nabla \wedge \psi$. Nous reprenons cette méthode dite des potentiels pour l'étude des modes guidés dans une plaque d'un matériau *homogène et isotrope*.

La plaque étudiée est infiniment étendue dans les directions 1 et 2, et d'épaisseur finie d suivant 3 (Figure 2.1). On considérera la propagation d'une onde plane non-uniforme suivant la direction 1 [50].

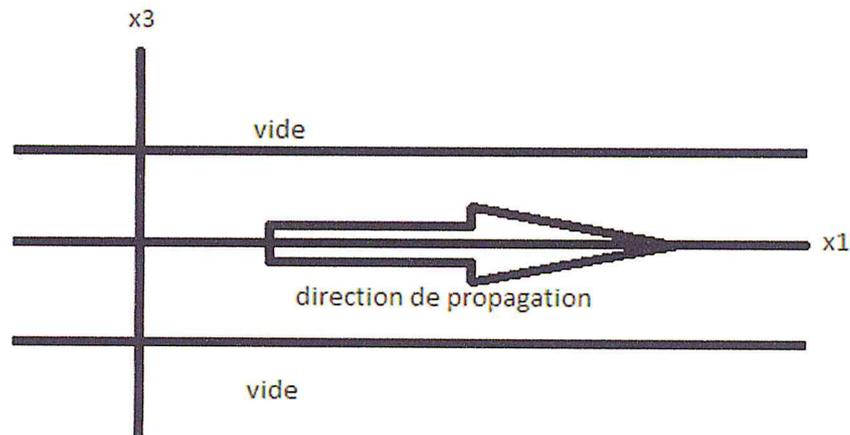


Figure 2.1 :Plaque homogène isotrope[50].

Les potentiels sont invariants par translation dans la direction 2, donc toutes les grandeurs physiques ont des dérivées partielles nulles par rapport à la variable x_2 . Les potentiels scalaires et vecteurs ont donc les formes suivantes:

$$\phi = \phi(x_3)e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad (2.9)$$

$$\psi = \psi(x_3)e^{i(kx_1 - \omega t)} \quad (2.10)$$

Par la suite on omettra le terme de phase $e^{i(kx_1 - \omega t)}$ pour ne s'intéresser qu'aux variations des amplitudes ϕ , ψ_1 , ψ_2 et ψ_3 des potentiels représentatifs du déplacement particulière. Pour l'onde se propageant avec un nombre d'onde k à la pulsation ω les composantes du déplacement sont donc :

$$\begin{aligned} u_1 &= ik\phi - \frac{\partial \psi_2}{\partial x_3} \\ u_3 &= ik\psi_2 + \frac{\partial \phi}{\partial x_3} \\ u_2 &= -ik\psi_3 + \frac{\partial \psi_1}{\partial x_3} \end{aligned} \quad (2.11)$$

On remarque que les deux premières équations de (2.11) sont couplées et ne dépendent que des potentiels scalaires ϕ et ψ_2 . Elles décrivent l'onde de Lamb qui ne possède que des composantes u_1 et u_3 non nulles (elle est polarisée dans le plan sagittal).

La troisième équation est indépendante et décrit l'onde transversale polarisée suivant x_2 i.e. horizontalement. On l'appelle onde TH et dans ce cas il y a découplage de sa vibration et de celle de l'onde de Lamb.

On s'intéresse désormais uniquement à l'onde de Lamb. En substituant l'écriture (2-9 et 10) du déplacement u dans l'équation de propagation (2.6), on obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} C_{11} \nabla^2 \phi - \rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= 0 \\ C_{55} \nabla^2 \psi_2 - \rho \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

On appelle $k_L = w \sqrt{\frac{\rho}{C_{11}}} = \frac{w}{C_L}$ et $k_T = w \sqrt{\frac{\rho}{C_{55}}} = \frac{w}{C_T}$ les nombres d'ondes des ondes planes longitudinales et transversales qui se propagent dans le milieu respectivement avec les vitesses de phase C_L et C_T .

En posant $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$, les équations (2.12) se simplifient sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_3^2} + p^2 \phi &= 0 \\ \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x_3^2} + q^2 \psi_2 &= 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

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

$$T_{33} \left(x_3 = \pm \frac{d}{2} \right) = T_{13} \left(x_3 = \pm \frac{d}{2} \right) = 0 \quad (2.14)$$

Sous ces conditions, on obtient les solutions suivantes :

$$\begin{aligned} \psi_2 &= A \sin(qx_3 + \varepsilon) \varepsilon = 0 \text{ ou } \frac{\pi}{2} \\ \phi &= B \cos(px_3 + \varepsilon) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Les valeurs du paramètre ε sont imposées par les conditions aux limites. Pour une valeur de ε donnée, les parités des potentiels ϕ et ψ_2 en fonction de x_3 sont opposées. De plus, pour chacune des valeurs de ε , la substitution des expressions (2-15) dans les équations aux limites (2-14) donne un système linéaire de deux équations aux inconnues A et B . Ce système admet des solutions non identiquement nulles si et seulement si son déterminant s'annule, ce qui conduit à l'équation de dispersion de l'onde de Lamb :

$$(k^2 - q^2)^2 \tan\left(q \frac{d}{2} + \varepsilon\right) + 4k^2 pq \tan\left(p \frac{d}{2} + \varepsilon\right) = 0 \quad (2.16)$$

On peut aisément vérifier que dans le cas où ε est nul, la composante u_1 (resp. u_3) du déplacement est une fonction paire (resp. impaire) de x_3 . Il s'agit donc d'un mode symétrique ou encore mode de compression (Figure 2.2). *A contrario*, dans le cas où ε vaut $\pi/2$, $u_1(x_3)$ est impaire alors que $u_3(x_3)$ est paire. Il s'agit d'un mode antisymétrique, encore appelé mode de flexion (Figure 2.3) [70].

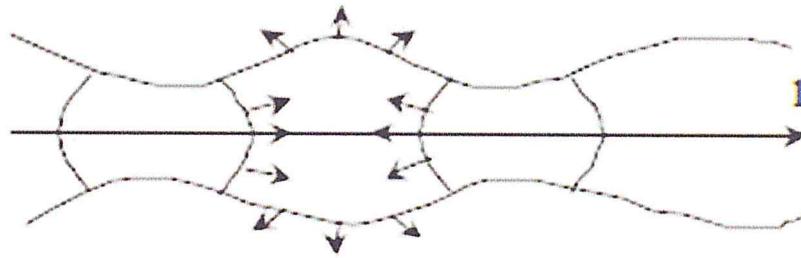


Figure 2.2 : Mode de LAMB symétrique S_0 [50].

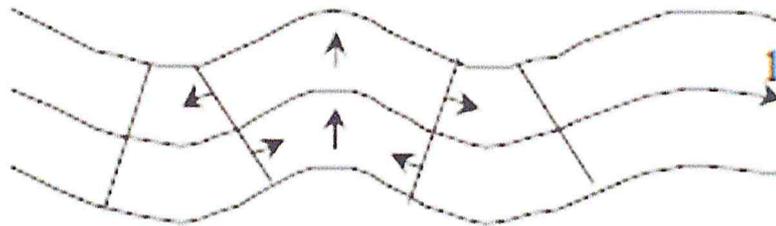


Figure 2.3 : Mode de Lamb asymétrique A_0 [50].

En réécrivant l'équation (2-16) pour chacune des valeurs de ε , on obtient donc les équations de dispersion des modes symétriques ($\varepsilon=0$) et antisymétriques ($\varepsilon=\pi/2$) :

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

$$(k^2 - q^2)^2 \cotan\left(q \frac{d}{2}\right) + 4k^2 pq \cotan\left(p \frac{d}{2}\right) = 0 \quad (\text{Asym}) \quad (2.17)$$

La résolution des équations (2-17) permet de déterminer les nombres d'ondes des modes symétriques et antisymétriques en fonction des paramètres élastiques C_{11} et C_{55} contenus dans les quantités p et q , et de l'épaisseur d de la plaque. Ceci n'est analytiquement possible que dans les domaines asymptotiques où ω tend vers zéro ou l'infini. Généralement, on résout ces équations numériquement afin de tracer l'évolution du nombre d'onde k en fonction de la pulsation ω ou plus couramment celle de la vitesse de phase C_p en fonction du produit fréquence-épaisseur fd . A titre d'exemple, nous

avons déterminé les courbes de dispersion en vitesse de phase des premiers modes de Lamb dans une plaque de Silice dont les caractéristiques à prendre en compte sont : $C_{11}=78.5$ GPa, $C_{13}=16.1$ GPa, $C_{55}=(C_{11}-C_{13})/2$ et $\rho=2,20\text{g/cm}^3$ (Figure 2.4).

2.3.2 Modes d'ordre zéro

Les modes d'ordre zéro symétrique (S0) et antisymétrique (A0) sont les seuls modes propagatifs solutions des équations de dispersion (2-17) lorsque le produit fréquence épaisseur fd tend vers 0 (Figure 2.4). Ces modes n'ont pas de fréquence de coupure : ils existent quelle que soit la fréquence de travail choisie. Si on effectue un développement limité au premier ordre de l'équation de dispersion (2-16) pour $\varepsilon=0$ (mode S0), on obtient :

$$k_S^2 = \frac{1}{4} \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (2.18)$$

Et la vitesse de phase du mode S0, constante au voisinage de $fd=0$, prend la valeur C_{PL} dite "vitesse de plaque" :

$$C_{PL} = 2C_T \sqrt{1 - \frac{C_T^2}{C_L^2}} = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho} - \frac{C_{13}^2/C_{11}}{\rho}} \quad (2.19)$$

Le mode S0 présente donc un plateau non dispersif dans le domaine des faibles produits fd (Figure 2.5). De plus, le calcul des composantes du déplacement u à l'aide des relations (2.11) et (2.15) montre que la composante longitudinale u_{1s} est très grande devant la composante transversale u_{3s} . Nous sommes en présence d'un mode presque purement longitudinal, mais se propageant avec une vitesse inférieure à $C_L = \sqrt{C_{11}/\rho}$, la vitesse du mode longitudinal en milieu illimité. Dans le cas de la silice (Figure 2.4), C_{PL} vaut 5,64 kms-1 alors que C_L vaut 5,97 kms-1.

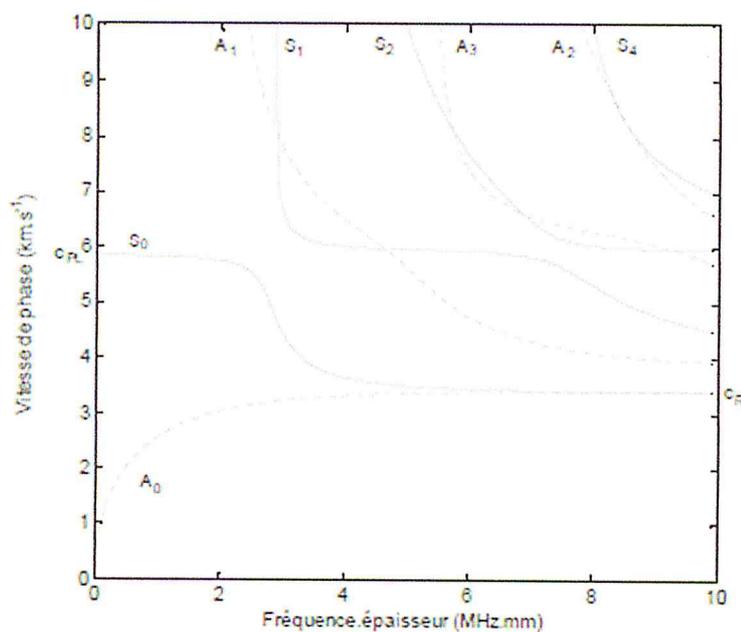


Figure 2.4 : Vitesses de phase des modes de Lamb symétriques (trait plein) et antisymétriques (trait pointillé) dans une plaque de Silice [51].

Pour $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$, le développement limité de l'équation (2.16) donne :

$$k_a^4 = \frac{3}{d^2} \frac{k_T^4}{k_T^2 - k_L^2} \quad (2.20)$$

$$(C_a) fd \rightarrow 0 = \sqrt{\frac{\pi}{\sqrt{3}}} C_{PL} (fd)^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

Comme nous avons vu précédemment que la vitesse de phase C_{PL} est une constante dans le domaine des faibles produits fréquence-épaisseur, le mode A0 est dispersif et sa vitesse de phase dans ce même domaine est proportionnelle à la racine carrée de fd . Dans le cas de la Silice, nous représentons en trait plein sur la Figure 2.3 l'approximation basse fréquence de la courbe de dispersion du mode A0, déduite de l'expression (2-21), alors que les pointillés sont les solutions de l'équation de dispersion (2-17) pour ce même mode.

Quant aux composantes du déplacement, on montre que $(u_{3a})fd \rightarrow 0 \gg (u_{1a})fd \rightarrow 0$ donc la polarisation du mode A0 est transverse verticale : c'est un mode de flexion.

A la limite asymptotique des grands produits fd , les vitesses de phase des modes A0 et S0 convergent vers la vitesse des ondes de Rayleigh c_R , qui est légèrement inférieure à la Vitesse transversale C_L . Dans l'exemple de la silice, la vitesse des ondes

de Rayleigh est $C_R=2,54 \text{ kms}^{-1}$ et la vitesse transversale est $C_T= 2,70 \text{ kms}^{-1}$ (Figure 2.5) [70].

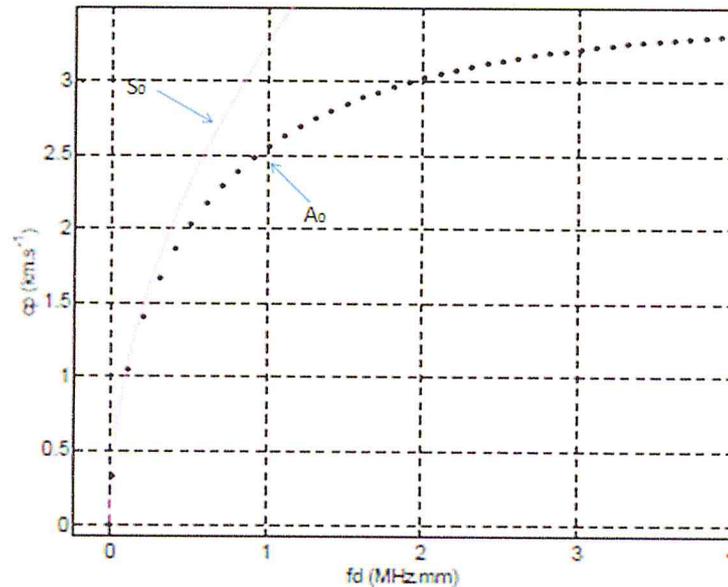


Figure 2.5 : Courbe de dispersion du mode A0 dans la Silice, asymptote basse fréquence prévue par l'expression (2-24) [51].

2.3.3 Modes d'ordres supérieurs

2.3.3 a Fréquence de coupure

Les conditions aux limites (2.13) sur les contraintes normale et tangentielle imposent l'apparition des fréquences de coupure f_{cd} des modes d'ordres supérieurs (Figure 2.3). Lorsque le produit f_d d'un mode de Lamb atteint la valeur critique f_{cd} , il y a établissement d'une onde stationnaire ($k_c=0$) purement longitudinale ou purement transversale. En dessous de f_{cd} , le nombre d'onde devient imaginaire pur et l'on est alors en présence d'un mode évanescent, qui ne se propage pas. On observe seulement un déplacement en phase de la plaque dont l'amplitude décroît exponentiellement des parois vers l'intérieur du solide [70]. Pour les modes symétriques, on détermine les fréquences de coupure suivantes :

$$\begin{aligned} S_{2n} : f_c d &= n C_T & n &= 1, 2, 3 \dots \\ S_{2n+1} : f_c d &= \left(\frac{2n+1}{2}\right) C_L & n &= 0, 1, 2 \dots \end{aligned} \quad (2.22)$$

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

$$A_{2n} : f_c d = n C_L \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

$$A_{2n+1} : f_c d = \left(\frac{2n+1}{2} \right) C_T \quad n = 0, 1, 2 \dots \quad (2.23)$$

Enfin, le nombre de modes symétriques (N_s) et antisymétriques (N_a) pouvant se propager au sein de la plaque pour un produit $f.d$ donné s'obtient par les relations [51]:

$$\begin{aligned} N_s &= 1 + \Re\left(\frac{fd}{C_T}\right) + \Re\left(\frac{fd}{C_T} + \frac{1}{2}\right) \\ N_a &= 1 + \Re\left(\frac{fd}{C_L}\right) + \Re\left(\frac{fd}{C_T} + \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Où l'opérateur \Re renvoie l'entier le plus proche de l'opérande. Les vitesses de phase des modes d'ordre supérieur ou égal à 1 décroissent très rapidement à partir des fréquences de coupure où les vitesses sont supposées infinies (Figure 2.3). Lorsque $f.d$ augmente, les vitesses des modes symétriques présentent un palier non dispersif autour de la vitesse longitudinale, avant de tendre tout comme les vitesses des modes antisymétriques vers la vitesse transversale. En fait, ces paliers correspondent au cas limite de la plaque de matériau fluide dans le vide, pour laquelle $C_T = 0$ et les courbes de dispersion des ondes de Lamb ont pour limite asymptotique la vitesse longitudinale C_L [52].

2.3.3 b Numérotation des modes

Dans les expressions des fréquences de coupure (2.22) et (2.23) l'indice pair ou impair qualifiant un mode de Lamb correspond au nombre de nœuds de déplacement présents dans l'épaisseur de la plaque à la fréquence de coupure du mode. Les séries géométriques des fréquences de coupure des modes pairs et impairs n'ayant pas les mêmes raisons, l'ordre d'apparition des modes lorsque $f.d$ croît ne correspond pas à celui des entiers croissants. Par exemple, sur la Figure 2.3 la fréquence de coupure du mode A3 est inférieure à celle de A2, tout comme celle du mode S4 est inférieure à celle de S3. En réalité, l'apparition des modes d'ordre supérieur respecte l'ordre des entiers croissant en formant deux séries de modes alternativement symétriques et antisymétriques : A1, S2, S3, A4, etc. de raison $\frac{C_T}{2}$ et S1, A2, S3, A4, etc. de raison $\frac{C_L}{2}$

2.4 Ondes de LAMB dans les matériaux anisotropes

2.4.1 Exposé du problème

Afin d'étudier la nature des différents modes guidés susceptibles de se propager dans des plaques de matériaux composites, on cherche à résoudre le problème de la propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu homogène anisotrope, illimité dans les directions 1 et 2, et d'épaisseur finie d suivant 3. Par-là, on généralise le concept d'ondes de Lamb décrit dans les matériaux homogènes isotropes. Nous nous restreindrons à des échantillons découpés de sorte que les axes 1' et 2' du repère cristallographique soient contenus dans le plan médian, l'axe 3' étant normal à la plaque (Figure 2.6). Nous verrons qu'il apparaît des modes de vibration symétriques (S_n) et antisymétriques (A_n), que nous appellerons modes de Lamb par abus de langage, et qui sont le plus souvent couplés avec des modes transverses horizontaux (TH $_n$).

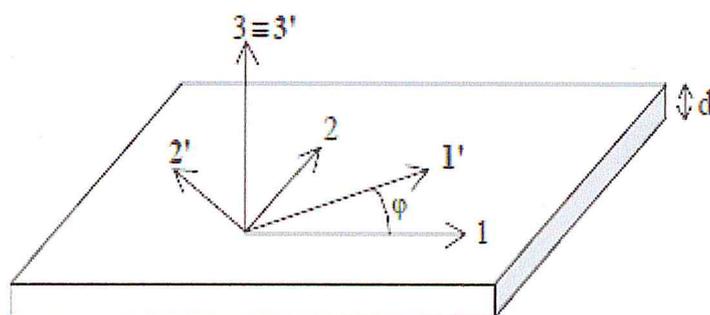


Figure 2.6 : Repère principal (1, 2, 3) et repère de référence (1', 2', 3')[53].

Pour la résolution de l'équation différentielle du mouvement (2.6), on adopte la méthode proposée par A. Nayfeh [53]. La direction de propagation coïncide avec l'axe 1. Dans le cas le plus général, cette direction de propagation n'est pas une direction principale, et le repère de référence (1, 2, 3) utilisé pour étudier la propagation se déduit du repère principal (1', 2', 3') par la rotation d'angle φ autour de l'axe 3 (Figure 2.6).

Néanmoins, la réponse élastique de la plaque étant indépendante du système de coordonnées, le principe fondamental de la dynamique (2.5) et la loi de Hooke restent inchangés dans le repère (1, 2, 3) à condition de modifier les composantes du tenseur d'élasticité C'_{ijkl} par la transformation :

$$C_{ijkl} = \beta_{im}\beta_{jm}\beta_{ko}\beta_{ip}C'_{mnop} \quad (2.25)$$

Où β_{im} est le cosinus directeur du couple de coordonnées (im).

Le nombre de constantes élastiques non-nulles du nouveau tenseur peut ainsi être plus important, par exemple, pour un angle φ quelconque, le tenseur représentatif d'un matériau orthotrope se transforme en un tenseur représentatif d'un matériau fictif de type monoclinique.

On conduira l'analyse dans le nouveau repère, dans lequel la propagation des ondes conserve sa propriété d'indépendance par rapport à la coordonnée 2. Ainsi, les déplacements qui satisfont l'équation différentielle de propagation (2.6) ont des composantes de la forme :

$$u_j = U_j e^{ik(x_1 + \alpha x_3 + ct)} \quad j = 1, 2, 3 \quad (2.26)$$

Où k est le nombre d'onde selon la direction x_1 , $\alpha = k_{x_3}/k$ est le rapport des nombres d'onde selon x_1 et x_3 et c est la vitesse de phase. Substituant l'expression (2.29) dans l'équation (2.6) on obtient un système de trois équations couplées pour les déplacements u_j que l'on regroupe sous la forme matricielle :

$$K.U = 0 \quad (2.27)$$

Où K est la matrice symétrique 3×3 dont les éléments sont, en notation contractée :

$$\begin{aligned} K_{11} &= C_{11} - \rho c^2 + 2C_{15}\alpha + C_{55}\alpha^2 \\ K_{12} &= C_{16} + (C_{14} + C_{56})\alpha + C_{45}\alpha^2 \\ K_{13} &= C_{15} + (C_{13} + C_{55})\alpha + C_{35}\alpha^2 \\ K_{22} &= C_{66} - \rho c^2 + 2C_{46}\alpha + C_{44}\alpha^2 \\ K_{23} &= C_{56} + (C_{36} + C_{45})\alpha + C_{34}\alpha^2 \\ K_{33} &= C_{55} - \rho c^2 + 2C_{35}\alpha + C_{33}\alpha^2 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Et U est le vecteur amplitude de déplacement. L'existence de solutions non triviales pour U requiert l'annulation du déterminant de K , ce qui produit une équation polynomiale du sixième degré en α . Pour toute valeur de c il existe donc six solutions distinctes α_q .

Chaque composante du déplacement des modes de plaque est la superposition de six ondelettes obtenues pour chaque α_q :

$$(u_1, u_2, u_3) = \sum_{q=1}^6 (1, V_q, W_q) U_{1q} e^{ik(x_1 + \alpha_q x_3 - ct)} \quad (2.29)$$

V_q et W_q sont les rapports des amplitudes de déplacement dans les directions 2 et 3 et de l'amplitude U_{1q} . En substituant l'expression (2-29) dans l'équation (2-27) en tenant compte des K_{mn} exprimés en (2-28), on calcule les rapports :

$$V_q = \frac{U_{2q}}{U_{1q}} = \frac{K_{11}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q) - K_{13}(\alpha_q)K_{12}(\alpha_q)}{K_{13}(\alpha_q)K_{22}(\alpha_q) - K_{12}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q)} \quad (2.30)$$

$$W_q = \frac{U_{3q}}{U_{1q}} = \frac{K_{11}(\alpha_q)K_{23}(\alpha_q) - K_{13}(\alpha_q)K_{12}(\alpha_q)}{K_{12}(\alpha_q)K_{33}(\alpha_q) - K_{23}(\alpha_q)K_{13}(\alpha_q)} \quad (2.31)$$

Enfin, en introduisant les solutions (2.29) des déplacements dans la définition des déformations, la loi de Hooke liant contraintes et déformations permet d'exprimer les contraintes sur les facettes 3 en fonction des amplitudes de déplacement :

$$(T_{33}, T_{13}, T_{23}) = {}_{q=1}^6 ik(D_{1q}, D_{2q}, D_{3q})V_{1q}e^{ik(x_1 + \alpha_q x_3 - ct)} \quad (2.32)$$

Ou :

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + \alpha_q C_{35} + (C_{36} + \alpha_q C_{34})V_q + (C_{35} + \alpha_q C_{33})W_q \\ D_{2q} &= C_{15} + \alpha_q C_{55} + (C_{56} + \alpha_q C_{45})V_q + (C_{55} + \alpha_q C_{35})W_q \\ D_{3q} &= C_{14} + \alpha_q C_{45} + (C_{46} + \alpha_q C_{44})V_q + (C_{45} + \alpha_q C_{34})W_q \end{aligned} \quad (2.33)$$

On peut donc écrire les conditions aux limites de la plaque libre, c'est-à-dire l'annulation des contraintes sur les surfaces $T_{33}(\pm d/2)$, $T_{13}(\pm d/2)$ et $T_{23}(\pm d/2)$, qui conduisent à un système de 6 équations sur les amplitudes U_{11}, \dots, U_{16} . L'existence de solutions non triviales exige l'annulation du déterminant D :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}E_1 & D_{12}E_2 & D_{13}E_3 & D_{14}E_4 & D_{15}E_5 & D_{16}E_6 \\ D_{21}E_1 & D_{22}E_2 & D_{23}E_3 & D_{24}E_4 & D_{25}E_5 & D_{26}E_6 \\ D_{31}E_1 & D_{32}E_2 & D_{33}E_3 & D_{34}E_4 & D_{35}E_5 & D_{36}E_6 \\ D_{11}E_1^* & D_{12}E_2^* & D_{13}E_3^* & D_{14}E_4^* & D_{15}E_5^* & D_{16}E_6^* \\ D_{21}E_1^* & D_{22}E_2^* & D_{23}E_3^* & D_{24}E_4^* & D_{25}E_5^* & D_{26}E_6^* \\ D_{31}E_1^* & D_{32}E_2^* & D_{33}E_3^* & D_{34}E_4^* & D_{35}E_5^* & D_{36}E_6^* \end{vmatrix} = 0 \quad (2.34)$$

Ou :

$$E_q^* = E_q^{-1} = e^{-ik\alpha_q d/2} \quad q = 1, 2, \dots, 6.$$

2.4.2 Cas général : matériau triclinique

La relation (2.31) représente les équations de dispersion. Jusqu'ici, nous nous situons dans le cas le plus général du matériau triclinique, dont les 21 constantes élastiques ne sont non-nulles et indépendantes. La résolution complète du problème

dans ce cadre très général est complexe. Aussi, il est d'usage de reprendre la démarche du paragraphe 2.3.1, en tenant compte de l'éventuelle symétrie des matériaux. Cela conduit à des simplifications d'autant plus importantes que la symétrie augmente, c'est-à-dire que le degré d'anisotropie diminue. On s'intéressera en premier lieu au cas du matériau monoclinique pour lequel l'existence d'un plan de symétrie réduit le nombre de constantes d'élasticité indépendantes à treize.

Puis, on étudiera le cas d'un matériau orthotrope, dans lequel l'existence d'un second plan de symétrie orthogonal au premier entraîne obligatoirement l'existence d'un troisième plan de symétrie orthogonal aux deux premiers, ainsi que la réduction du nombre de constantes indépendantes à neuf. On étudiera également le cas du matériau transverse isotrope qui possède cinq constants élastiques indépendants du fait de l'existence d'une invariance des propriétés élastiques autour d'un axe de rotation. Enfin, on retrouvera par cette méthode les propriétés des ondes de Lamb dans un matériau isotrope qui possède deux constantes d'élasticité indépendantes [70].

2.4.3 Cas du matériau monoclinique

L'existence d'un plan de symétrie (1',2') à l'intérieur du matériau entraîne l'annulation des constantes de rigidité $C'_{14}, C'_{24}, C'_{34}, C'_{15}, C'_{25}, C'_{35}, C'_{46}$ et C'_{56} . Le matériau ne possède plus que treize constantes indépendantes. En utilisant la relation de passage du repère principal au repère de référence (2.25), on peut montrer que les constantes correspondantes $C_{14}, C_{24}, C_{34}, C_{15}, C_{25}, C_{35}, C_{46}$ et C_{56} sont nulles quelle que soit la valeur de l'angle φ . Cela va permettre de simplifier les relations écrites au paragraphe (2.3.2). En particulier, les coefficients de la matrice K introduits dans la relation (2.28) deviennent :

$$\begin{aligned}
 K_{11} &= C_{11} - \rho c^2 + C_{55} \alpha^2 \\
 K_{12} &= C_{16} + C_{45} \alpha^2 \\
 K_{13} &= (C_{13} + C_{55}) \alpha \\
 K_{22} &= C_{66} - \rho c^2 + C_{44} \alpha^2 \\
 K_{23} &= (C_{36} + C_{45}) \alpha \\
 K_{33} &= C_{55} - \rho c^2 + C_{33} \alpha^2
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

Dans l'équation polynomiale du sixième degré en α produite par l'annulation du déterminant de K , les coefficients des puissances impaires de α disparaissent. On obtient donc une équation du troisième degré en α^2 :

$$A_0\alpha^6 + A_1\alpha^4 + A_2\alpha^2 + A_3 = 0 \quad (2.36)$$

L'équation (2.36) admet donc six solutions deux à deux opposées : $\alpha_1 = -\alpha_2$ et $\alpha_3 = -\alpha_4$ et $\alpha_5 = -\alpha_6$. De plus, en tenant compte de cette propriété dans les relations (2.29) à (2.33), on obtient les simplifications suivantes pour les rapports d'amplitudes horizontaux et verticaux :

$$V_{j+1} = V_j \quad , \quad W_{j+1} = -W_j \quad , \quad j = 1,3,5 \quad (2.37)$$

Et pour les coefficients introduits dans l'expression des contraintes (2.32) :

$$D_{1,j+1} = D_{1,j} \quad , \quad D_{2,j+1} = -D_{2,j} \quad , \quad D_{3,j+1} = -D_{3,j} \quad j = 1,3,5 \quad (2.38)$$

Ou :

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + C_{36}V_q + C_{33}\alpha_q W_q \\ D_{2q} &= C_{55}(\alpha_q + W_q) + C_{45}\alpha_q V_q \\ D_{3q} &= C_{45}(\alpha_q + W_q) + C_{44}\alpha_q V_q \end{aligned} \quad (2.39)$$

Ces simplifications ont pour conséquence importante la possibilité de faire apparaître le déterminant de l'équation (2.34) sous la forme suivante :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}\tilde{C}_1 & D_{13}\tilde{C}_3 & D_{15}\tilde{C}_5 & 0 & 0 & 0 \\ D_{21}\tilde{S}_1 & D_{23}\tilde{S}_3 & D_{25}\tilde{S}_5 & 0 & 0 & 0 \\ D_{31}\tilde{S}_1 & D_{33}\tilde{S}_3 & D_{35}\tilde{S}_5 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & D_{11}\tilde{S}_1 & D_{13}\tilde{S}_3 & D_{15}\tilde{S}_5 \\ 0 & 0 & 0 & D_{21}\tilde{C}_1 & D_{23}\tilde{C}_3 & D_{25}\tilde{C}_5 \\ 0 & 0 & 0 & D_{31}\tilde{C}_1 & D_{33}\tilde{C}_3 & D_{35}\tilde{C}_5 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.40)$$

Ou

$$\tilde{C}_q = \cos\left(k\alpha_q\left(\frac{d}{2}\right)\right) \quad \text{et} \quad \tilde{S}_q = \sin\left(k\alpha_q\left(\frac{d}{2}\right)\right) \quad q = 1,3,5$$

On obtient donc deux équations caractéristiques distinctes provenant de chacun des deux sous-déterminants :

$$D_{11}H_1\tilde{C}_1 + D_{13}H_3\tilde{C}_3 + D_{15}H_5\tilde{C}_5 \quad (2.41)$$

$$D_{11}H_1\tilde{S}_1 + D_{13}H_3\tilde{S}_3 + D_{15}H_5\tilde{S}_5 \quad (2.42)$$

Ou :

$$H_1 = D_{23}D_{35} - D_{33}D_{25}$$

$$H_3 = D_{31}D_{25} - D_{21}D_{35}$$

$$H_5 = D_{21}D_{33} - D_{31}D_{23}$$

Les équations (2.41) et (2.42) représentent respectivement les modes que l'on nommera symétriques et antisymétriques généralisés, du fait de leur couplage avec les modes transverses horizontaux [70].

2.4.4 Cas du matériau orthotrope

Un matériau orthotrope possède trois plans de symétrie orthogonaux deux à deux. Par rapport au cas du matériau monoclinique, on constate la disparition des constantes $C'_{16}, C'_{26}, C'_{36}$ et C'_{45} . Le matériau orthotrope est donc caractérisé par neuf constantes d'élasticité indépendantes. Dans le cas général où la valeur de l'angle φ est quelconque, cela n'a pas de conséquence sur la matrice des constantes élastiques C_{ij} exprimées dans le repère de référence, qui reste semblable à celle d'un matériau monoclinique. Par contre, dans le cas d'une propagation suivant un axe principal, c'est-à-dire lorsque l'angle φ vaut 0 ou 90 degrés, on montre par la transformation (2.25) que les constantes C_{16}, C_{26}, C_{36} et C_{45} sont nulles également. En conséquence, les coefficients K_{12} et K_{23} de l'expression (2.35) s'annulent et l'équation polynomiale du sixième degré en α (2.36) se factorise en :

$$(A\alpha^4 + B\alpha^2 + C).(\alpha^2 + D) = 0 \quad (2.43)$$

(2.42) admet pour solutions :

$$\alpha_1 = -\alpha_2 = \sqrt{\frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}}, \alpha_3 = -\alpha_4 = \sqrt{\frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}} \text{ et } \alpha_5 = -\alpha_6 = \sqrt{D}.$$

Cela met en évidence le découplage entre les modes de Lamb et les modes transverses horizontaux. Les coefficients α_q ($q=1, \dots, 4$) sont associés aux modes de Lamb tandis que les valeurs α_5 et α_6 se rapportent aux modes TH. Les modes TH sont polarisés suivant la direction 2. Pour les modes de Lamb, polarisés elliptiquement dans le plan sagittal (1,3), les rapports d'amplitudes $W_q = U_{3q}/U_{1q}$ deviennent :

$$W_q = \frac{\rho c^2 - C_{11} - C_{55}\alpha_q^2}{(C_{13} + C_{55})\alpha_q} \quad q=1, \dots, 4 \quad (2.44)$$

Et les coefficients de (2.42) se simplifient en :

$$\begin{aligned} D_{1q} &= C_{13} + C_{33}\alpha_q W_q & q=1,\dots,4 & \quad (2.45) \\ D_{2q} &= C_{55}(\alpha_q + W_q) \end{aligned}$$

Pour les modes de LAMB

Et :

$$D_{36} = -D_{35} = C_{44}\alpha_5 \quad (2.46)$$

Pour les modes TH. Ces simplifications ont pour conséquence importante la possibilité de faire apparaître le déterminant de l'équation (2.34) sous la forme suivante :

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11}\tilde{C}_1 & D_{13}\tilde{C}_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ D_{21}\tilde{S}_1 & D_{23}\tilde{S}_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D_{11}\tilde{S}_1 & D_{13}\tilde{S}_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D_{21}\tilde{C}_1 & D_{23}\tilde{C}_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & D_{35}\tilde{S}_5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & D_{35}\tilde{C}_5 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.47)$$

Où \tilde{C}_q et \tilde{S}_q , ($q=1, 3, 5$) ont été définis en (2.40)

On obtient donc trois équations caractéristiques distinctes provenant de chacun des trois sous-déterminants de D :

$$D_{11}D_{23}\tilde{S}_3\tilde{C}_1 - D_{13}D_{21}\tilde{S}_1\tilde{C}_3 = 0 \quad (\text{S}) \quad (2.48)$$

$$D_{11}D_{23}\tilde{S}_1\tilde{C}_3 - D_{13}D_{21}\tilde{S}_3\tilde{C}_1 = 0 \quad (\text{A}) \quad (2.49)$$

$$\tilde{S}_5\tilde{C}_5 = 0 \quad (\text{TH}) \quad (2.50)$$

Pour les modes symétriques (S), antisymétriques (A) et transverse horizontaux (TH) respectivement.

Ces équations resteront valables pour tout matériau de classe de symétrie supérieure, dans l'hypothèse où la direction de propagation est colinéaire à un axe principal.

2.4.5 Cas du matériau transverse isotrope

Dans un matériau transverse isotrope, il y a invariance des constantes élastiques

autour d'un axe de rotation, dit axe sénaire dont le vecteur directeur est porté par la normale au plan d'isotropie. Dans ce plan, les propriétés élastiques sont indépendantes de la direction considérée. Si l'axe sénaire est porté par la direction 1', et que la direction de propagation coïncide avec 1', les relations de dispersion des modes de Lamb (2.48) et (2.49) s'appliquent en tenant compte des conditions imposées par la symétrie :

$$C'_{33} = C'_{22}, C'_{13} = C'_{12}, C'_{66} = C'_{55}, C'_{44} = \frac{C'_{22} - C'_{23}}{2} \quad (2.51)$$

Le matériau ne possède donc plus que cinq constantes indépendantes. Ce cas correspond par exemple à un composite unidirectionnel dont la direction des fibres est portée par 1' et présentant une répartition aléatoire des fibres dans le plan (2',3'). Pour une propagation hors de l'axe principal, les constantes élastiques non primées C_{ij} ne vérifient pas la relation (2-54) et l'on doit résoudre le problème à l'aide du modèle correspondant au matériau monoclinique.

Dans le cas où l'axe sénaire est porté par l'axe 3', c'est-à-dire que le plan d'isotropie est parallèle au plan médian de la plaque, les conditions imposées par la symétrie s'écrivent :

$$C'_{22} = C'_{11}, C'_{23} = C'_{13}, C'_{66} = C'_{55}, C'_{66} = \frac{C'_{11} - C'_{12}}{2} \quad (2.52)$$

La matrice élastique C'_{ij} est invariante par rotation autour de l'axe 3, c'est-à-dire par la relation de passage du repère principal au repère de référence (2.25). Quelle que soit la valeur de l'angle φ (Figure 2.6), les constantes élastiques non primées C_{ij} sont ainsi identiquement égales aux C'_{ij} et vérifient par conséquent les relations (2.52). On pourra donc appliquer le modèle correspondant à la propagation selon un axe principal d'un matériau orthotrope (paragraphe 2.3.4) quelle que soit la direction de propagation considérée à l'intérieur de la plaque, en tenant compte bien entendu des relations supplémentaires entre les constantes d'élasticité (2.52).

2.4.6 Cas du matériau cubique

En plus de posséder les propriétés de symétrie de la classe orthorhombique (matériau orthotrope), les axes principaux d'un matériau cubique sont interchangeables. En conséquence les constantes élastiques C'_{ij} vérifient les relations :

$$C'_{11} = C'_{22} = C'_{33}, C'_{12} = C'_{13} = C'_{23}, C'_{44} = C'_{55} = C'_{66} \quad (2.53)$$

Cela implique qu'un tel matériau est caractérisé par trois constantes d'élasticité indépendantes, par exemple C_{11} , C_{12} et C_{44} . Comme dans le paragraphe précédent, l'étude des équations de dispersion des ondes de Lamb se fera par la résolution des équations propres au matériau orthotrope dans le cas d'une propagation selon un axe principal. Dans le cas d'une propagation dans une direction quelconque, la rotation de la matrice d'élasticité fait réapparaître des constantes élastiques et l'on sera amené à considérer le problème comme celui de la propagation des ondes suivant l'axe principal d'un matériau monoclinique.

2.4.7 Cas du matériau isotrope

Les constantes élastiques d'un matériau isotrope vérifient les mêmes propriétés que celles d'un matériau cubique (2.53), et de plus elles observent la relation :

$$C'_{55} = \frac{C'_{11} - C'_{12}}{2} \quad (2.54)$$

Cela réduit donc le nombre de constantes indépendantes à deux, qui peuvent être par exemple C_{11} et C_{55} comme au paragraphe 2.2, ou les constantes de Lamé $\lambda = C_{12}$ et $\mu = C_{55}$.

Si l'on s'intéresse uniquement aux modes de Lamb, en substituant les relations (2.53) et (2.54) dans les équations de dispersion (2.48) et (2.49), on retrouve les équations de dispersion (2.17) exprimées dans le cas du matériau isotrope par la méthode des potentiels.

2.5 La méthode des éléments finis

Nous nous plaçons désormais dans le cadre général des matériaux élastiques éventuellement piézo-électriques, afin de pouvoir intégrer dans la simulation le transducteur collé en surface de la plaque à tester [70].

2.5.1 Equation de la piézoélectricité

Les équations tensorielles de la piézo-électricité expriment les composantes du tenseur des contraintes T et du vecteur déplacement électrique D :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E S_{kl} - e_{mij}^t E_m$$

$$D_i = e_{ikl}S_{kl} + \varepsilon_{ij}^S E_j \quad (2.55)$$

Où C^E est le tenseur des constantes élastiques à champ électrique constant, ε^S est le tenseur des constantes diélectriques évaluées à déformation constante, e est le tenseur de rang 3 des modules piézo-électriques et e^t est le tenseur transposé correspondant à la commutation des indices $ikl \rightarrow kil$.

Les bilans des forces mécaniques et électriques à l'intérieur du solide, sont respectivement exprimés par le principe fondamental de la dynamique, qui en négligeant les forces de pesanteur et d'inertie est donné par la relation (2-8), et par le théorème de Gauss qui stipule la nullité de la divergence de D :

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (2.56)$$

A ces expressions doivent s'adjoindre la relation liant le tenseur S des déformations au vecteur déplacement u et les relations entre le champ électrique E et le gradient du potentiel électrique φ :

$$E = -\nabla\varphi \quad (2.57)$$

Enfin, le modèle constitutif d'un milieu piézo-électrique sera complètement défini par la prise en compte des conditions aux limites électriques et mécaniques.

2.5.2 La méthode des éléments finis appliquée aux matériaux piézo-électriques

La méthode consiste à transformer le problème aux dérivées partielles (formulation différentielle) en un problème approché de formulation algébrique linéaire sur des sous-domaines d'extension finie : les éléments finis. Pour cela, une première étape implique la formulation variationnelle du problème, où les équations différentielles (théorème de Gauss et principe fondamental de la dynamique) sont exprimées de manière intégrale [54].

La seconde étape réside dans la discrétisation (maillage) du domaine de résolution et à l'approximation des grandeurs physiques associées à l'élasticité et à la piézo-électricité du matériau. Le potentiel électrique φ est approché par φ_N , qui appartient à un espace de polynômes par morceaux engendré par la base scalaire de fonctions de forme (ai) :

$$\varphi_N = \sum_{i=1}^N \phi_{ai} \quad (2.58)$$

Où N est le nombre de nœuds du maillage. De même, le vecteur déplacement u est approché par u_N sur la base vectorielle (b) dont les composantes sont des polynômes par morceaux :

$$\vec{u}_N = \sum_{r=1}^3 \sum_{i=1}^N U_i^r \vec{b}_i^r \quad \text{avec} \quad \vec{b}_i^r = b_i^r \vec{x}_i |_{i=1 \dots N} \quad r=1,2,3 \quad (2.59)$$

En substituant les expressions (2.57) et (2.58) dans les équations intégrales de la formulation variationnelle du problème, on déduit une formulation matricielle dite *éléments finis* du modèle piézo-électrique [55] :

$$\begin{pmatrix} M_{UU} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{u} \\ \ddot{\phi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} K_{UU} & K_{U\phi} \\ K_{UU}^t & -K_{\phi\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ Q \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

Où U et ϕ sont respectivement les vecteurs colonnes des déplacements et des potentiels électriques nodaux. M_{UU} est la matrice de masse, K_{UU} la matrice de raideur élastique, $K_{U\phi}$ la matrice de raideur piézo-électrique, $K_{\phi\phi}$ la matrice de raideur diélectrique, F le vecteur colonne des forces mécaniques appliquées à la surface du maillage et Q le vecteur colonne des charges électriques appliquées. En régime harmonique, l'expression matricielle (2.60) devient :

$$\begin{pmatrix} K_{UU} - \omega^2 M_{UU} & K_{U\phi} \\ K_{U\phi}^t & K_{\phi\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ \phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F \\ Q \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

Nous utiliserons toujours des céramiques piézo-électriques polarisées suivant l'axe 3, avec des électrodes perpendiculaires à cet axe. Les électrodes sont des équipotentielles, ce qui permet la simplification de l'expression (2.61) par condensation statique des degrés de liberté électriques internes. De plus, en l'absence de forces mécaniques appliquées sur la structure, on obtient :

$$\begin{pmatrix} H_{UU} - \omega^2 M_{UU} & H_{U\phi} \\ H_{U\phi}^t & H_{\phi\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ Q \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

Où les termes H désignent les matrices de raideur élastique H_{UU} , piézo-électrique $H_{U\phi}$ et diélectrique $H_{\phi\phi}$ "durcies". Le potentiel de l'électrode inférieure est arbitrairement fixé à 0 et ϕ_0 désigne le potentiel électrique de l'électrode supérieure.

2.4.3 Exemple : vibration d'un disque piézoélectrique dans le vide

Pour la résolution des équations (2.62), nous avons utilisé le code d'éléments finis Abaqus/Standard, qui autorise la définition d'éléments piézo-électriques. Les

constantes élastiques, diélectriques et piézo-électriques utilisées pour simuler le comportement de disques de céramique piézo-électrique. Une analyse fréquentielle permet de mettre en évidence les modes propres de vibration de la pastille piézo-électrique seule. La Figure 2.7 représente par exemple le premier mode de vibration radiale du disque de PZT. La modélisation utilise des éléments axisymétriques 2D à quatre nœuds. Il y a symétrie axiale par rapport à l'axe normal aux surfaces du disque et qui porte la direction de polarisation de la céramique (axe vertical sur la Figure 2.7).

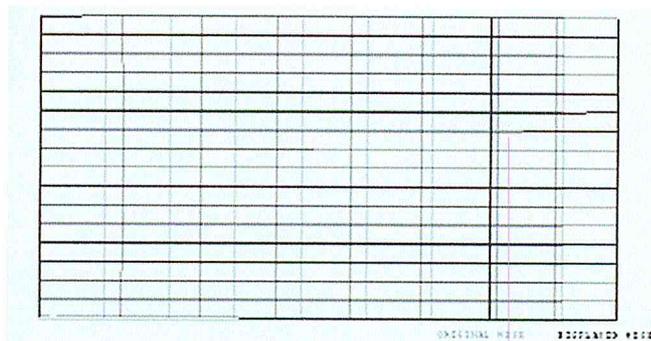


Figure 2.7 : Déformée d'un disque piézo-électrique de diamètre 10mm et d'épaisseur 0,40mm (trait plein), élément au repos (trait pointillés) : mode propre de vibration radial à $f=275,4\text{kHz}$ [53].

Dans le cas où la pastille vibre librement, nous observons un mode de vibration presque purement polarisé suivant la direction 1. Les amplitudes des déplacements nodaux verticaux sont négligeables devant celles des déplacements nodaux radiaux, d'autant plus que le rapport d'aspect des éléments représentés sur la Figure 2.7 a été divisé par dix. En réalité, le rapport de la longueur des éléments sur leur épaisseur est de 25.

2.6 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre nous avons présenté l'aspect théorique de l'étude, les courbes de dispersion, les ondes de Lamb dans les matériaux isotropes et anisotropes, nous avons abordé un exemple de vibration d'un disque piezoélectrique dans le vide ainsi que la théorie de la méthode des éléments finis, ce qui va nous donner une base théorique pour l'étude du modèle ce qui va nous mener au troisième chapitre qui traite sujet de la fabrication du microdispositif.

CHAPITRE 3

FABRICATION DU MICRO DISPOSITIF MEMS

3.1 Introduction

Le concept de microsysteme est né à la fin des années 1980 aux Etats-Unis avec L'intégration sur une puce de silicium de micro-actionneurs et de microcapteurs avec le traitement du signal associé. Ainsi, les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) s'inscrivent dans le prolongement des travaux de développement réalisés en micro-électronique. La caractéristique commune de la plupart des MEMS commercialisés est l'utilisation du silicium comme matériau de base. Celui-ci a été emprunté à la micro-électronique tout comme certaines techniques de fabrication auxquelles se sont rajoutées de nouvelles opérations de micro-usinage. L'autre raison de cette popularité provient principalement de ses propriétés électriques, étudiées depuis plusieurs dizaines d'années et particulièrement intéressantes en microélectronique [1]. Cependant, depuis quelques années, des technologies de fabrications alternatives se développent pour pallier des contraintes liées aux procédés de fabrication du silicium ou utiliser des matériaux possédant des caractéristiques mécaniques différentes de celles offertes par le silicium.

Dans ce chapitre nous allons montrer les étapes de microfabrication et microusinage des MEMS, la description du micro dispositif a onde de LAMB ainsi que son principe de fonctionnement et la modélisation de notre modèle par la méthode des éléments finis (FEM).

3.2 Description du microdispositif a ondes de LAMB

Tandis que les résonateurs électromécaniques utilisent une poutre ou un disque généralement constitué de PolySi, les résonateurs piézoélectriques exploitent les propriétés piézoélectriques des matériaux tels que l'AlN ou le ZnO.

Les résonateurs à ondes de Lamb exploitent le mode symétrique S0 qui est le premier mode observé en fréquence avec le mode antisymétrique A0. Le choix du mode S0 est justifié, d'une part, du fait qu'il a une vitesse de phase importante de l'ordre de

10000m.s-1 (plus cette vitesse est élevée, plus il est aisé d'augmenter la fréquence de fonctionnement et d'autre part, qu'il est le seul à être faiblement dispersif (lorsque l'épaisseur du piézoélectrique est très petite par rapport à λ [1]) contrairement au mode A0 en basse fréquence (au-dessous de 1 GHz dans notre cas) et aux modes S_n et A_n ($n=1, 2, 3, \dots$) qui possèdent tous une fréquence de coupure à mesure que la fréquence augmente ; en d'autres termes plus la fréquence est élevée, plus le nombre de modes est important [43], [3]. A noter que l'apparition de ces modes supplémentaires dépend de l'épaisseur du résonateur. Ainsi, en choisissant une épaisseur de piézoélectrique (AlN) comprise entre $0,1\lambda$ et $0,2\lambda$, seuls les modes de Lamb S_0 et A_0 sont observés [41]. Cette règle de conception est adaptée pour des résonateurs fonctionnant au-dessus de 500 MHz. En effet, comme λ est égale au rapport entre la vitesse de phase des ondes de Lamb (~ 10000 m.s-1) et la fréquence, un résonateur fonctionnant à 150 MHz nécessiterait une épaisseur de piézoélectrique comprise entre $6,66 \mu\text{m}$ et $13,33 \mu\text{m}$. Or, la technologie actuelle ne permet pas d'obtenir des épaisseurs si élevées. Cependant, comme notre objectif est de concevoir des résonateurs fonctionnant au-dessous de 500 MHz et que ces modes supplémentaires apparaissent à de plus hautes fréquences, cette contrainte de conception n'est pas indispensable dans notre cas. Nous intéressons dans notre étude à un microdispositif à ondes de LAMB (LWR)

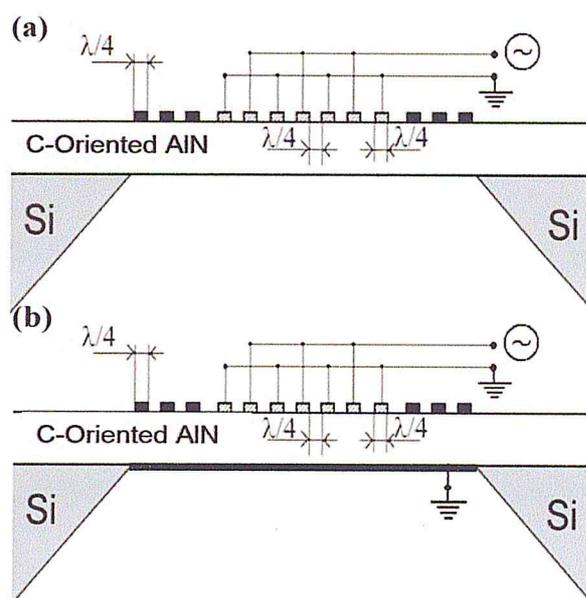


Figure 3.1 : Schéma du dispositif à onde de Lamb [71].

3.3 Les étapes de microfabrication

La mise en forme du silicium s'articule autour de 2 méthodes :

- Le micro-usinage de volume où le MEMS est réalisé par gravure directe du silicium ;
- En outre, différentes couches minces de « masquage » permettront des gravures localisées afin de réaliser les formes escomptées ;
- Le micro-usinage de surface où le MEMS est réalisé par différentes étapes de dépôts et de gravure de couches. Dans ce cas, le silicium est utilisé uniquement comme substrat, il ne sera pas attaqué ; et les matériaux utilisés pour les couches structurales (présentes en fin de procédé), et sacrificielles (couches de masquage ou servant de support gravées pendant le process) peuvent être de différentes natures (polymères, métaux, céramiques...).

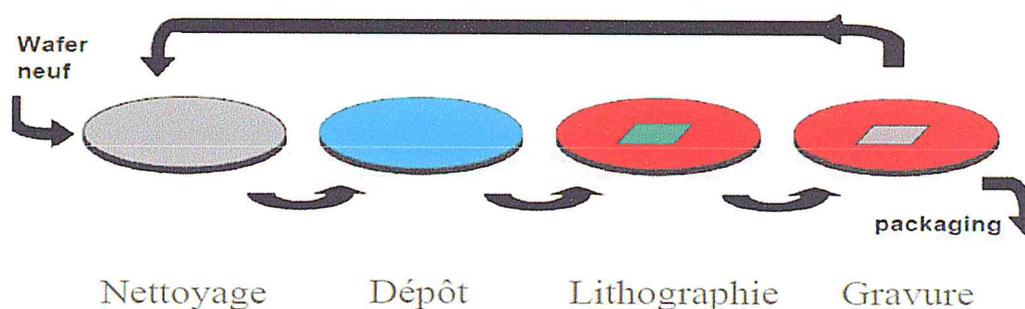


Figure 3.2 : Les étapes de microfabrication [42].

3.3.1 Microusinage de volume

Les gravures utilisées pour donner au silicium les formes désirées peuvent être réalisées soit en utilisant des solutions chimiques, gravure dite « humide », soit par le biais d'un plasma d'ions réactifs avec la technique « DRIE » appelée gravure « sèche ». Les 2 types de gravures peuvent avoir un caractère isotrope ou anisotrope, auquel cas, une direction de gravure est privilégiée permettant de réaliser des gravures directionnelles.

Dans le cas d'une gravure humide, un masquage, réalisé par photolithographie grâce à des couches protectrices à base de SiO_2 ou de Si_3N_4 , est formé au préalable sur le silicium.

Après avoir réalisé une ouverture du masque au niveau de l'endroit à attaquer, la gravure du silicium peut commencer. Dans le cas d'une gravure isotrope, le mélange HNO_3/HF est le plus couramment utilisé. Il fonctionne par un mécanisme cyclique d'oxydation et d'attaque de la couche oxydée de silicium formée. Il est utilisé dans le cas de la réalisation des poutres silicium (figure 3.2). Pour la réalisation d'autres

structures, cavités par exemple, une gravure anisotrope peut être préférée grâce à l'attaque du silicium par les radicaux (OH) présents dans certaines solutions connues (KOH, EDP, TMAH...). Les liaisons Si-Si sont ainsi fragilisées et les directions de plus basse densité sont les plus rapidement affectées. C'est pourquoi, dans la gravure d'un plan $\langle 100 \rangle$ de silicium, les directions $\langle 111 \rangle$, qui seront les plus lentes à être attaquées, détermineront la forme finale de la cavité (figure 3.3)).

3.3.1.a gravure humide

La gravure par voie humide se fait par attaque chimique en solution aqueuse (bain contenant de l'eau). Par exemple, l'oxyde de silicium est gravé par une solution partiellement diluée d'acide fluorhydrique (HF) tamponnée par du fluorure d'ammonium (NH_4F). Suivant les concentrations de l'espèce réactante, on étalonne les vitesses de gravure pour un type de couche. En général, par voie humide, la couche est attaquée de façon équivalente suivant toutes les directions de l'espace.

On dit que la gravure est isotropique.

Dans de très nombreuses filières technologiques, la gravure humide est utilisée majoritairement car elle est relativement simple à mettre en œuvre et que dans des grands bacs, un lot complet pouvant contenir jusqu'à 200 plaquettes peut être traité en une seule opération.

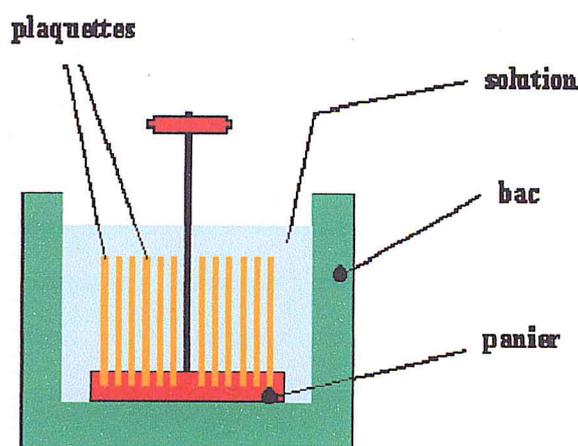


Figure 3.3 : Gravure d'un panier de plaquette par voie humide [43].

Cela constitue un gain de temps considérable. Par contre, il faut après traitement chimique rincer abondamment et sécher les plaquettes. Le rinçage se fait aussi dans des bacs. Durant le rinçage à l'eau d'ionisée, la résistivité de l'eau est contrôlée afin de déterminer la quantité d'ions contaminants encore résorbés par les plaquettes.

Lorsque la résistivité devient supérieure à 16 MW.cm, on s'approche de la résistivité de l'eau ultra pure (18 MW.cm) et on peut arrêter le rinçage. Le séchage s'effectue dans de très grandes centrifugeuses ou par soufflette d'azote ou d'air sec.

La gravure humide présente aussi d'autres inconvénients, à savoir :

- la gravure est isotropique (toutes les directions de l'espace) ce qui crée des attaques latérales notamment dans les zones protégées par la résine ;
- la vitesse de gravure dépend de la concentration et du type d'impureté que contient le film à graver. Cette vitesse de gravure dépend de la quantité des substrats traités, l'efficacité d'attaque diminuant après plusieurs lots ;
- le point de fin de gravure est difficilement contrôlé. Cela peut entraîner une surgravure latérale ou verticale dans le cas d'une faible sélectivité.

Les solutions les plus couramment utilisées en fonction de la nature des couches à graver sont les suivantes :

- silicium polycristallin $\text{HNO}_3 + \text{HF}$
- silicium monocristallin Hydrazine N_2H_4 (65%) + H_2O (35%)
- dioxyde de silicium $\text{HF} + \text{NH}_4\text{F} + \text{H}_2\text{O}$
- nitrure de silicium H_3PO_4
- aluminium $\text{H}_3\text{PO}_4 + \text{HNO}_3 + \text{acide acétique} + \text{H}_2\text{O}$

En fonction des concentrations relatives des différents éléments les solutions auront une vitesse d'attaque plus ou moins importante. Dans le cas de la gravure d'un oxyde recouvrant du silicium monocristallin, la fin de gravure est détectée grâce au phénomène d'hydrophobie ; le liquide a tendance à quitter la surface de la plaquette alors qu'en présence d'oxyde toute la surface est mouillée. Ce critère permet aussi de vérifier l'homogénéité d'épaisseur des couches et/ou d'attaque.

3.3.1.b gravure sèche

La gravure sèche est en réalité une technique de gravure plasma dans laquelle interviennent à la fois les effets de bombardement par des ions et la réaction chimique. On la dénomme R.I.E. (*Reactive Ion Etching*). Le réacteur ressemble au réacteur de dépôt à platine porte-substrats horizontale, mais les gaz injectés sont dans ce cas destinés à graver la couche de surface (figure 3.4). De la même façon, on utilise un générateur radiofréquence qui va permettre de générer dans le réacteur les espèces réactives.

Sans polarisation particulière des électrodes, l'attaque est en général isotropique, c'est-à-dire identique suivant toutes les directions. Cependant, lorsque les matériaux à graver ont des orientations préférentielles, c'est le cas des cristaux semiconducteurs, la gravure peut se faire préférentiellement suivant des plans réticulaires ou axes cristallographiques.

Le réacteur est en général équipé d'un système de contrôle de gravure ou plus exactement de fin de gravure. Il s'agit d'un interféromètre à laser dont la période du signal détecté change lors d'un changement d'espèces gravées.

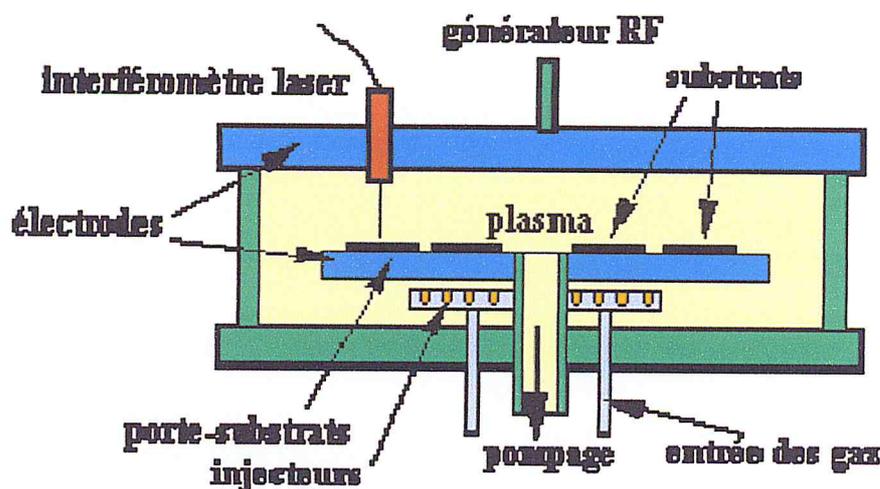


Figure 3.4 : Réacteur de gravure plasma à platine porte-substrats horizontale [44].

Ce réacteur est de conception très similaire à celui de dépôt plasma. Le principe du procédé, représenté (figure 3.5), est résumé comme suit :

- ✓ génération dans le plasma des espèces pouvant attaquer chimiquement la couche ;
- ✓ transfert des espèces réactives depuis le plasma vers la surface de la couche à graver ;
- ✓ adsorption de l'espèce attaquante à la surface ;
- ✓ réaction avec le matériau de surface. Le matériau produit par la réaction doit être volatil pour pouvoir quitter la surface ;
- ✓ désorption du produit de réaction ;
- ✓ diffusion dans l'environnement gazeux.

Si toutes ces conditions sont remplies, on peut alors espérer avoir une bonne gravure plasma. Notons que pour la mise au point de cette étape technologique, la difficulté est de générer des espèces volatiles après réaction en surface

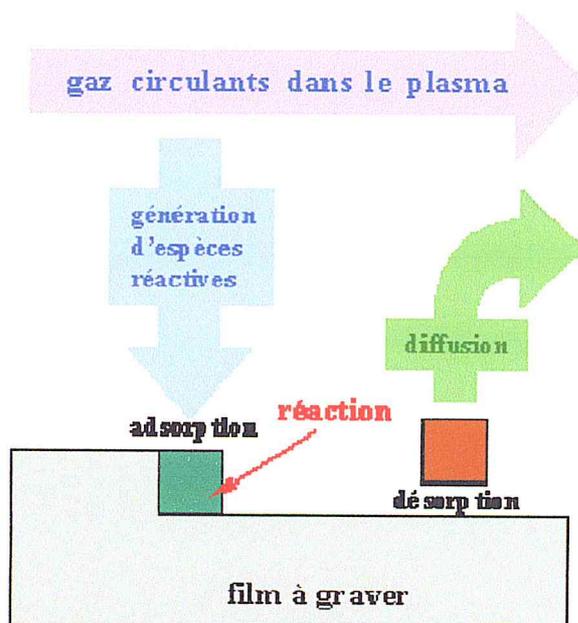


Figure 3.5 : Schéma de principe de la réaction de gravure plasma [49].

Pour que la gravure soit efficace, il faut éliminer les produits de réaction. Suivant les espèces introduites dans le réacteur et suivant la nature de la couche à graver la vitesse d'attaque sera différente. Il faudra jouer sur la différence des vitesses pour s'assurer d'un bon contrôle de la gravure (figure 3.6).

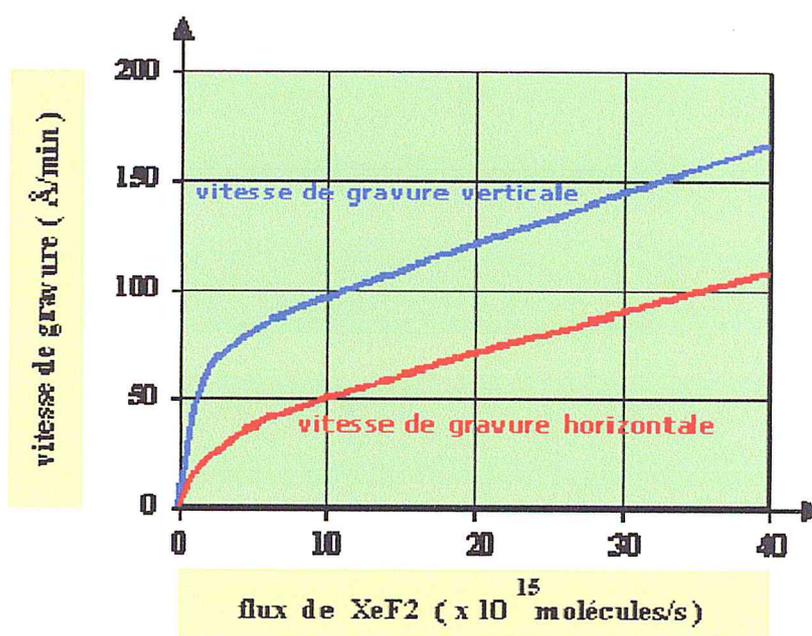


Figure 3.6 : Vitesse de gravure verticale et horizontale [49].

La précision notamment sur la fin de gravure sera d'autant meilleure que la sélectivité sera importante. En effet, il faut pouvoir graver, par exemple, un oxyde sans

pour autant éliminer la couche sous-jacente qui peut être, par exemple, la source d'un transistor. On peut aussi éliminer la couche de silicium polycristallin sur un oxyde. En réglant la proportion des gaz réactifs, on ajuste la sélectivité de la gravure du SiO_2 par rapport au polysilicium.

La différence entre ces deux vitesses due au bombardement d'ions suivant l'orientation verticale, permet de réaliser une gravure anisotrope. Un réglage astucieux entre l'énergie des ions incidents issus du plasma et le flux des ions chimiquement actifs permet d'obtenir des gravures soit isotropiques soit anisotropiques (figures 3.7 et 3.8).

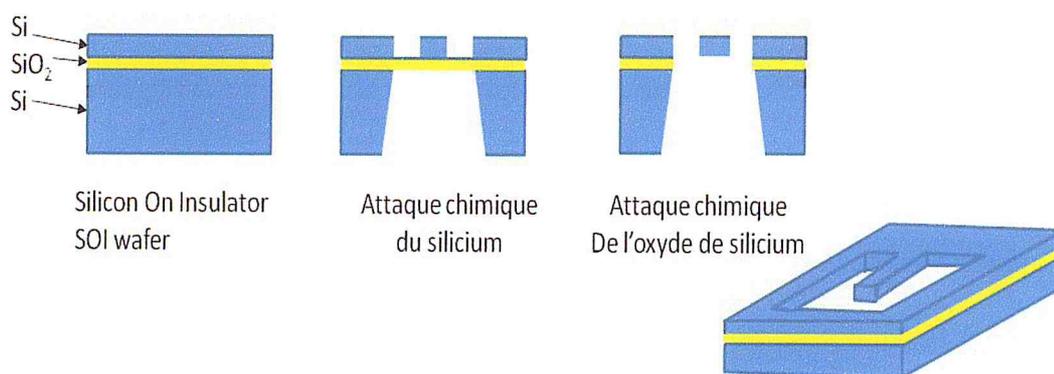


Figure 3.7 :Procédé de gravure isotrope du silicium[50].

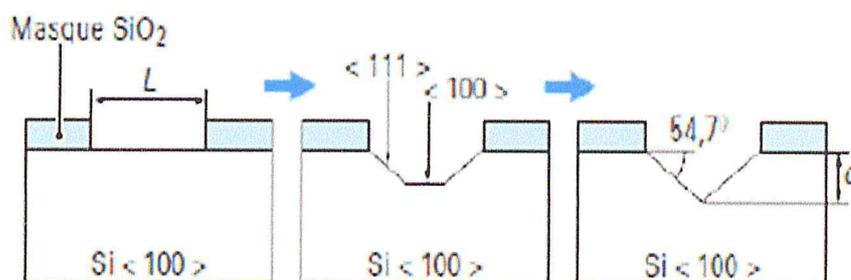


Figure 3.8 : Procédé de gravure anisotrope[50].

3.3.1.c la différence entre gravure isotropique et anisotropique

En pratique, la différence entre gravure isotropique et anisotropique peut être représentée sur la (figure 3.9). Il faudra tenir compte de la gravure latérale plus importante dans le cas de la gravure humide. Il est clair que pour les motifs de très petite dimension, il sera préféré une gravure anisotropique.

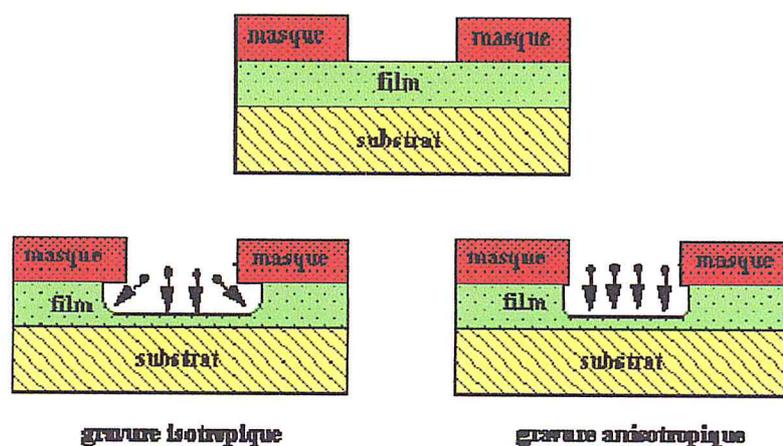


Figure 3.9 : Différence entre gravure isotropique et anisotropique [50].

La largeur du motif gravé sera différente. Dans le tableau suivant les deux types d'étapes sont comparés ; il met en évidence les points forts et les points faibles relatifs.

Tableau 3.1 : Comparaison des propriétés des gravures humide et plasma [50].

	Gravure humide	Gravure sèche
sélectivité	Elevée	Faible
Cout de la gravure	faible	Elevée
durée	Importante	Faible
Technologie submicronique	Difficile	Aisée
Anisotropie	Non	Oui
Défauts spécifiques	Effet galva	Dommages par rayonnement
Cout environnement	élevé	Faible
Consommation de produits	Elevée	Faible
Contrôle	Difficile	Assez bon

3.3.2 Microusinage de surface

Cette technique sert à réaliser des structures libérées du substrat de silicium par dépôts successifs de couches minces structurales (Si polycristallin ou matériau quelconque) et sacrificielles (souvent à base de SiO₂) (figure 3.8). Les épaisseurs caractéristiques des dépôts sont de l'ordre du micron alors que celles des objets réalisés en micro-usinage de volume sont de l'ordre de la centaine de microns. Ces différentes couches peuvent être déposées par différents biais parmi lesquels le dépôt en phase

vapeur tels que les procédés « CVD » (*Chemical Vapor Deposition*) et « PVD » (*Physical Vapor Deposition*), le dépôt à la tournette ou « *spin coating* », par pulvérisation ou « *spray coating* » et à la goutte ou « *dip coating* »...

Les couches sacrificielles utilisées sont pour la plupart des résines photosensibles positives ou négatives structurées par photolithographie et qui seront ensuite éliminées, la résine étant éliminée par attaque chimique sélective (figure 3.10).

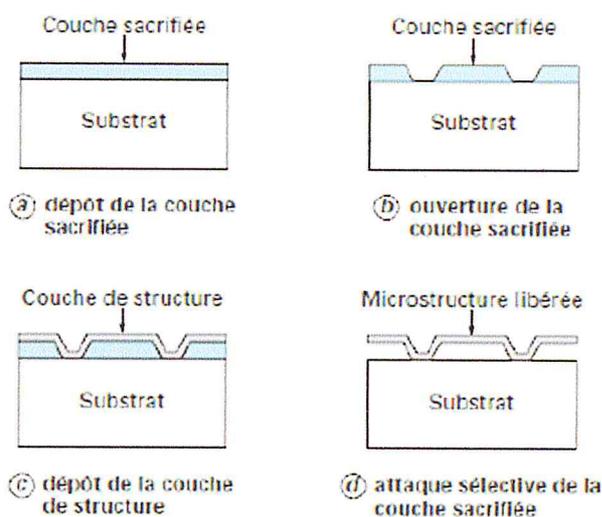


Figure 3.10 :Micro-usinage de surface basé sur les propriétés d'attaque sélective des matériaux – principe[51].

3.3.3 Elaboration des couches minces piézoélectrique

Les propriétés des matériaux obtenus sont étroitement liées aux techniques de dépôts de couches minces utilisées. L'élaboration de films piézoélectriques comporte classiquement trois étapes :

1. L'obtention des espèces moléculaires ou atomiques appropriée sa partir des matériaux sources ;
2. Leur transport jusqu'au substrat au travers d'un milieu : dépôt sous vide, vaporisation, trempage ;
3. L'obtention de la phase désirée par condensation, diffusion et cristallisation (si nécessaire) sur le substrat par différents mécanismes de réaction a l'état solide.

En fonction de l'état initial et de l'origine des espèces moléculaires et atomiques formant le film, les techniques d'elaboration peuvent être classées suivant deux catégories :

- Les techniques chimiques (figure 3.11) ;

- Les techniques physiques (figure 3.12).

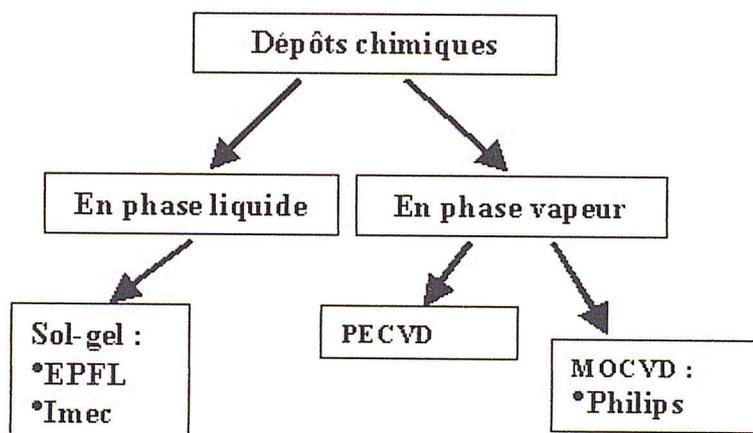


Figure 3.11 : Méthode de dépôt par voie chimique[52].

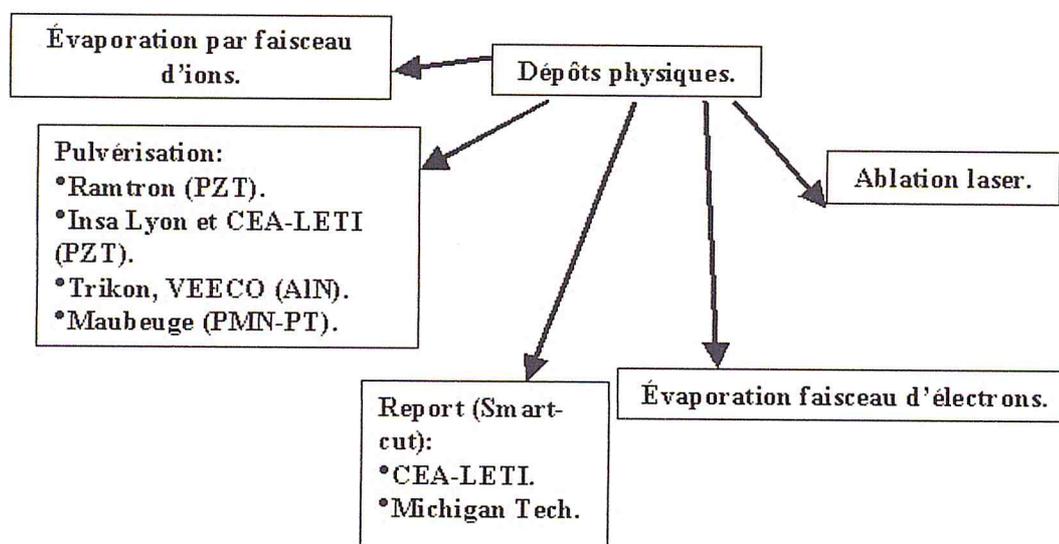


Figure 3.12 : Méthode de dépôt par voie physique[58].

Les techniques d'élaboration des piézoélectriques en couche mince sont nombreuses, elles ont surtout été développées pour les matériaux ferroélectriques. Les premiers travaux ont commencé avec l'évaporation de BaTiO₃ par Feldman en 1955, puis se sont accélérés avec les technologies de pulvérisation dans les années 1970 [58]. Ce paragraphe décrit les différentes techniques d'élaboration des céramiques ferroélectriques et piézoélectriques (AlN). La plupart des techniques d'élaboration de couches minces ont été utilisées. Nous ne citerons ici que les techniques les plus récentes. Les caractéristiques désirables d'une technique d'élaboration sont résumées ci-dessous :

- Capacité d'élaboration de films stœchiométriques ;
- Vitesse de dépôt élevée ;

- Reproductibilité des dépôts ;
- Uniformité en composition et en épaisseur sur de grandes surfaces.

Les travaux les plus récents concernent le dépôt de PZT. Les techniques physiques sont principalement les méthodes de pulvérisation (pulvérisation par faisceau d'ions, pulvérisation RF magnétron et pulvérisation DC magnétron) et de report de couches. Les dépôts chimiques ont été initiés par la technique de MOCVD, il y a eu ensuite les dépôts chimiques en phase liquide (sol-gel) [59] et l'ablation par laser pulsé [60-61].

3.3.4 Les techniques chimiques d'élaboration

3.3.4.a En phase liquide :sol-gel

La technique Sol-gel est une technique d'élaboration chimique en solution, elle est étudiée depuis les années 1970 pour la réalisation de couches minces de silice pour l'optique ou de poudres fines [Ganne 95]. C'est à partir de 1984 que les travaux de l'université de l'Illinois ont montré la faisabilité de couches minces ferroélectriques. Le principe de cette méthode consiste à hydrolyser et à transformer en polymère minéral une solution d'un ou plusieurs composés organométalliques oxydes de cations métalliques présents dans le matériau final.

Ensuite, par pyrolyse à haute température (entre 400 et 800°C) du produit, on obtient l'oxyde du métal M considéré. Cette méthode est utilisée avec succès pour la préparation de poudres et de couches frittées de nombreux oxydes simples. Dans le cas d'oxydes contenant plusieurs cations (PbTiO₃, PZT), il est nécessaire de mélanger ou de faire réagir entre eux les précurseurs correspondant à plusieurs métaux différents. Il est alors difficile de garantir l'obtention de la phase recherchée après les différentes réactions et traitements thermiques. Il est par exemple très difficile de préparer des couches pérovskite PbZrO₃, alors que celles de PbTiO₃ s'obtiennent même à basse température (400°C).

Le principe consiste à étaler, de façon uniforme (généralement à l'aide d'une tournette) sur le substrat une solution contenant un solvant et des agents précurseurs de la couche piézoélectrique.

Il y a ensuite évaporation du solvant au cours d'une première étape de traitement thermique, puis recristallisation de la couche (si nécessaire) par un recuit.

Paramètres chimiques standard pour solution de PZT :

- 1) Stœchiométrie : 53 mol (%) Zr-47 mol (%) Ti ;

- 2) Concentration : 0.45 mol/L ;
- 3) Excès de plomb : 10 à 30 mol (%).

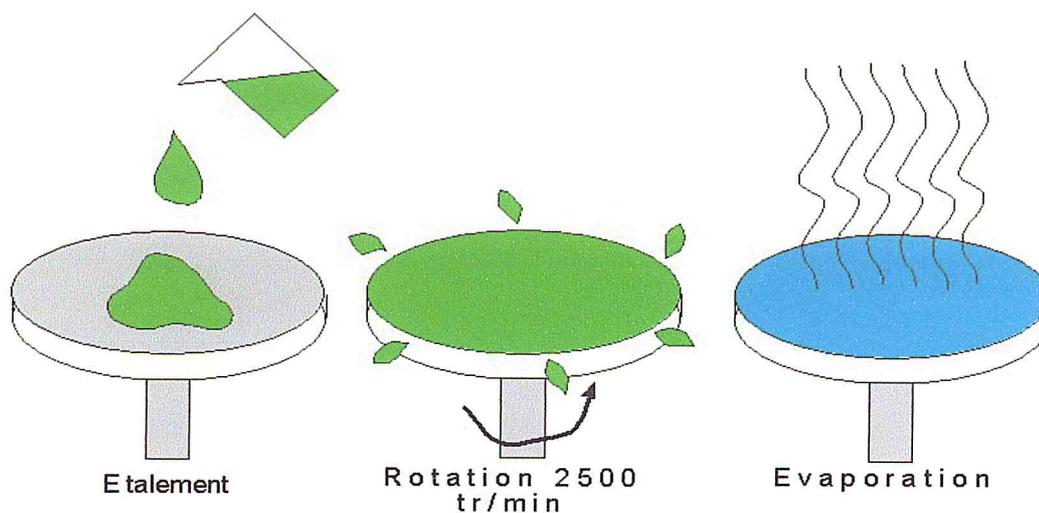


Figure 3.13 : Elaboration de films minces par Sol-Gel [59].

Paramètres importants du procédé Sol-Gel :

- Concentration de la solution ;
- Viscosité de la solution ;
- Vitesse de dépôt.

Avantages de la méthode

- Contrôle de la stœchiométrie ;
- Dopage facile ;
- Faible température de process ;
- Contrôle de la microstructure ;
- Faible cout.

Limitations

- Grande variation de volume (génération de contraintes dans les films) ;
- Limitation aux oxydes (élaboration dans l'air) ;
- Problème de rétention de substances carbonées.

Cette technique est très utilisée car elle est très flexible pour le développement de matériaux complexes. On peut facilement faire varier les compositions et jouer sur les paramètres d'étallement et de recuit. Beaucoup d'études été et sont menées, à

l'EPFL17 notamment, sur le développement de céramiques en couches minces par cette technique, et particulièrement sur les solutions solides de PZT ([62, 63, 59]). Tout d'abord, l'élaboration de la solution et l'ajustement des concentrations puis les étapes de cristallisation : une étape pour enlever les solvants organiques (pyrolyse) et une étape de cristallisation du film. Par contre, cette technique est souvent incompatible avec les procédés de la microélectronique.

3.3.4. b En phase vapeur : la CVD

Le principe de la CVD est d'apporter au contact du substrat chauffé sous vide, une vapeur constituée d'un gaz vecteur neutre et des composés contenant les éléments nécessaires à l'élaboration de la couche mince. Cette synthèse s'effectue directement au contact du substrat puis de la couche en cours de croissance. Il s'agit d'une technique nécessitant l'existence de composés vaporisables contenant les éléments à déposer. Dans le cas des oxydes complexes, on emploie des alcoxydes ou des alcoolates comme précurseurs. Il s'agit des mêmes précurseurs que pour l'élaboration Sol-Gel.

3.3.4.c MOCVD

Les avantages de la MOCVD sont un meilleur contrôle du dépôt et de la qualité cristalline du matériau. En effet, l'atmosphère de travail est plus propre et mieux contrôlée. D'autre part, la partie organique inutile (carbone et hydrogène) est évacuée au fur et à mesure de la croissance de la couche. Dans les techniques en solution liquide, les éléments organiques inutiles sont plus ou moins piégés dans chaque couche déposée à la tournette et évacués par étapes au cours des traitements thermiques, des séchages successifs et du frittage. La MOCVD permet d'autre part de recouvrir de façon uniforme des surfaces tourmentées à la différence de la pulvérisation cathodique.

La MOCVD a pour inconvénient majeur sa complexité de mise en œuvre : il est nécessaire de chauffer les lignes de gaz pour éviter la condensation des organométalliques et il est nécessaire de chauffer en continu le substrat durant le dépôt. Il faut que ces contraintes thermiques ne soient pas néfastes pour les composants déjà inclus sur le wafer. D'autre part, cette technique présente des contraintes de sécurité du fait de la grande toxicité des précurseurs utilisés. Cette technique est très utilisée pour la réalisation de mémoires ferroélectriques [62]. Beaucoup de travaux concernant les techniques d'élaborations, en particulier Sol-Gel et MOCVD, peuvent être trouvés sur le

site internet d'une société Coréenne, INOSTEK20, spécialisée dans la préparation de précurseurs (MOCVD et Sol-Gel).

3.3.5 Les techniques d'élaboration physique : la pulvérisation

La pulvérisation cathodique est un procédé de dépôt sous vide en plasma luminescent, dans un gaz maintenu à pression réduite (entre 10^{-3} et 1 mbar) Il permet de déposer tous les types de matériaux réfractaires ou non, alliés ou non, simples ou composés, conducteurs ou diélectriques, à condition qu'ils acceptent une mise sous vide. La (figure 3.8) décrit une enceinte de pulvérisation classique : le substrat, la cible, un système de chauffage, un système de refroidissement de la cible, le pompage et la connexion vers le boîtier de commande électrique pour les hautes tensions (de l'ordre du kV). Une représentation simple du phénomène de pulvérisation est l'érosion d'un solide à l'échelle atomique (la cible) liée au bombardement de la cible par des ions réactifs ou non. Il y a alors formation d'une couche mince du matériau pulvérisé sur le substrat.

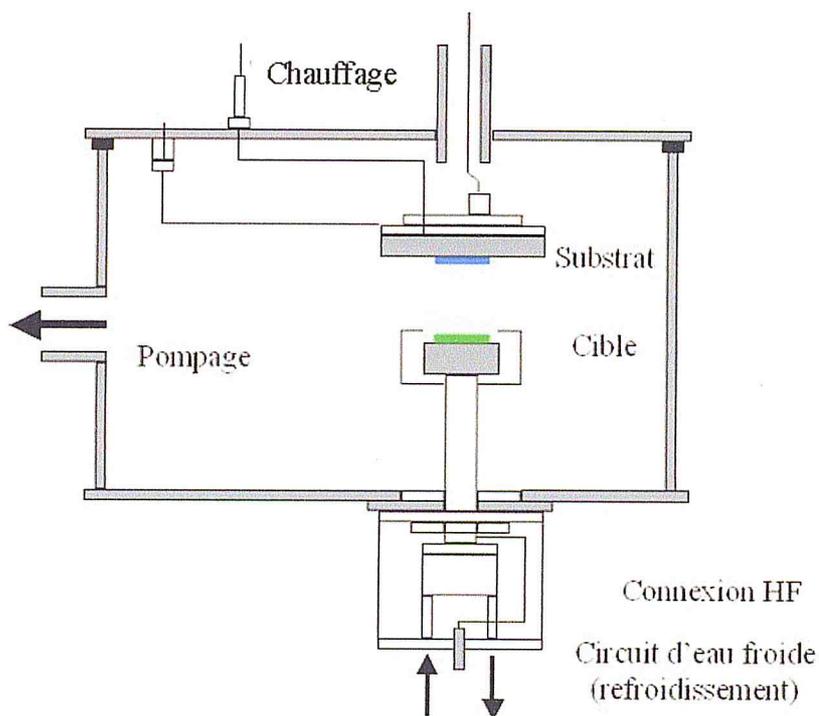


Figure 3.14 : Schéma d'un bâti de pulvérisation cathodique [62].

Ce processus se déroule toujours dans une chambre à vide dans laquelle on place la cible et le substrat. Après avoir fait un vide compris en général entre 6.10^{-4} mbar et 6.10^{-7} mbar, on introduit le gaz qui sera ionisé jusqu'à une pression d'allumage du plasma, variable selon les cas. En appliquant une tension électrique sur la cible, on crée

un plasma et ainsi la production des ions incidents qui bombardent la cible [65]. Le substrat se recouvre progressivement d'une couche du même matériau que celui composant la cible. Ce dépôt est dû à la condensation d'atomes provenant de la cible, expulsés de celle-ci sous l'effet de l'impact d'ions positifs contenus dans le gaz luminescent, et attirés par la cible du fait de sa polarisation.

3.3.5.a Principe générale de la pulvérisation cathodique

La cible (le matériau à pulvériser) est fixée sur une électrode refroidie (la cathode). Une autre électrode (l'anode) est disposée parallèlement à une distance de quelques centimètres, elle sert de porte-substrat. Le champ électrique créé entre les deux électrodes provoque l'ionisation du gaz présent dans l'enceinte. Un courant s'établit alors entre les deux électrodes : le gaz devient conducteur. Il contient :

- Des électrons, attirés par l'anode ;
- Des ions positifs, attirés par la cible.

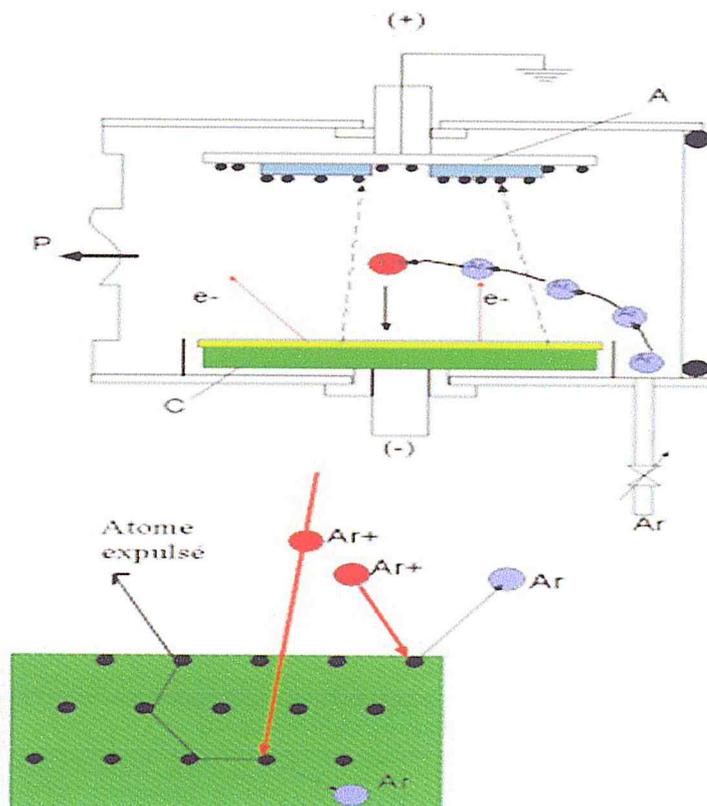


Figure 3.15 : Principe de la pulvérisation cathodique [63].

Les cations provoquent l'arrachement d'atomes provenant de la cible qui se condensent sur le substrat. L'éjection d'atomes est un effet purement mécanique du au

choc des ions sur le matériau de la cible. Alors qu'en évaporation, une énergie thermique est transmise aux atomes du matériau pour amplifier leurs mouvements oscillatoires, ici on communique une énergie mécanique à l'aide de l'ion incident.

3.3.5. b La pulvérisation RF Magnétron

Le développement de la pulvérisation des matériaux diélectriques a vu l'apparition des tensions radio fréquences dans les systèmes de pulvérisation de type diode DC. Les matériaux diélectriques ne peuvent pas évacuer les charges électriques apportées sur la cible par les cations. Le plasma contenant autant d'ions que d'électrons, la polarisation alternative de la cible fait que pendant l'alternance négative, la cathode attire les ions qui la pulvérisent, en la chargeant positivement. Pendant l'alternance positive, elle attire les électrons qui la déchargent.

- A basse fréquence ($f < 50$ kHz), la mobilité des ions est suffisante pour qu'ils atteignent la cathode et pour se comporter comme un système de pulvérisation diode DC pendant chaque demi-période. Mais chaque électrode est alternativement anode et cathode, il y a donc pulvérisation de la cible et du substrat ;
- A haute fréquence, les électrons du plasma oscillent dans le champ avec une énergie suffisante pour ioniser les atomes. Il y a une réduction de la dépendance de la décharge vis à vis de l'émission secondaire d'électrons de la cible. Ce qui permet un abaissement de la tension d'amorçage de la décharge pour une pression donnée, et un abaissement de la pression de travail pour une tension donnée.

Les calculs donnent une gamme de fréquence de travail allant de 1 à 30 MHz. La fréquence utilisée est la fréquence normalisée de 13,56 MHz. A cette fréquence, les ions du plasma, du fait de leur masse élevée, deviennent suffisamment immobiles pour qu'on puisse négliger le bombardement ionique des électrodes. D'autre part, si l'électrode cible est couplée au générateur à travers une capacité en série (un matériau isolant par exemple), un potentiel négatif pulsé va se développer sur l'électrode, dont la valeur moyenne s'appelle le potentiel d'autopolarisation. La capacité accumule les charges négatives et les ions sont toujours accélérés vers la cible. Cette technique permet de réaliser des films minces amorphes de beaucoup de matériaux, dont des céramiques [66].

3.3.5.c La pulvérisation DC pulsée

La technique la plus utilisée pour la réalisation de film d'AlN est la pulvérisation DC pulsée. Un grand nombre de travaux présentent la réalisation de films minces d'AlN de bonne qualité [67].

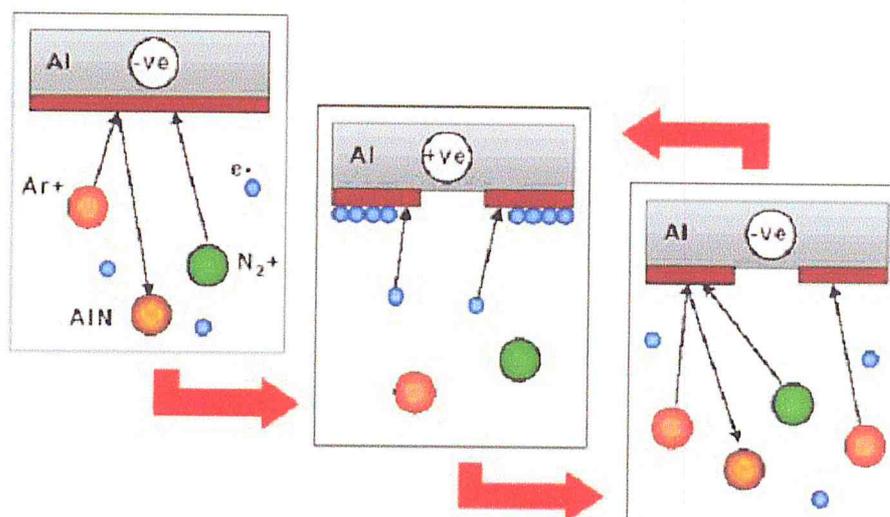


Figure 3.16 : Principe de la pulvérisation DC pulsée[63].

La réalisation de films minces de nitrure d'aluminium peut se faire par pulvérisation RF magnétron ([68]) à partir d'une cible d'aluminium sous une atmosphère $N_2 + O_2$. Mais, il se forme rapidement à la surface de la cible d'aluminium une couche d'AlN, aux excellentes propriétés isolantes (6 eV). Par pulvérisation RF, à chaque inversion de signe de la tension, le film d'AlN situé à la surface de la cible est cassé. On peut obtenir de bons dépôts mais avec des vitesses lentes. On peut aussi laisser ce film d'AlN à la surface de la cible et le pulvériser. Pour éviter l'apparition d'arcs électriques au travers de cet isolant, il est nécessaire de décharger ponctuellement les électrons présents dans le film. La (figure 3.16) décrit le mécanisme de pulvérisation utilisé pour la réalisation de films d'AlN à partir d'une cible d'aluminium. Dans un premier temps, il se forme une couche d'AlN à la surface de la cible. C'est cette couche qui est pulvérisée. Le film se charge, et on inverse alors, très brièvement, la tension (pulse). Ce pulse de tension permet de décharger la couche d'AlN, en surface de la cible, sans le casser. L'enchaînement se répète tout au long du dépôt ([69]). Ainsi l'utilisation de cette technique permet des temps de dépôts bien plus importants que dans le cas de pulvérisation RF magnétron.

3.4 Conclusion

Dans ce troisième chapitre nous avons fait la présentation du microdispositif ainsi que la mise en évidence des procédés de fabrications des MEMS et des microcapteurs (la photolithographie , la gravure sèche et la gravure humide) qui sont les étapes d'usinage indispensables a la fabrication du capteur et aussi les techniques de dépôt des couches piézoélectriques (l'AlN en l'occurrence) qui sert de support à la vibration des ondes ainsi qu'a la transduction électromécanique.

CHAPITRE 4

CONCEPTION ET SIMULATION DU DISPOSITIF

4.1 Introduction

De nombreuses études portent sur la modélisation en deux et trois dimensions des résonateurs acoustiques .Il s'agit d'analyses très complexes, et de nombreux phénomènes entrent en jeu. Des travaux de modélisation du comportement en trois dimensions d'un résonateur acoustique à ondes de Lamb ont été menés sous COMSOL.

En analyse numérique, la méthode des éléments finis (MÉF, ou FEM pour finite element method) est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles. Celles-ci peuvent par exemple représenter analytiquement le comportement dynamique de certains systèmes physiques (mécaniques, thermodynamiques, acoustiques, etc...).

Concrètement, cela permet par exemple de calculer numériquement le comportement d'objets même très complexes, à condition qu'ils soient continus et décrits par une équation aux dérivées partielles linéaire : mouvement d'une corde secouée par l'un de ses bouts, comportement d'un fluide arrivant à grande vitesse sur un obstacle, déformation d'une structure métallique, etc...

Dans ce chapitre nous allons faire une étude du dispositif grâce à (*COMSOL Multiphysics*), nous allons faire la modélisation du modèle en 2D nous commençons par la géométrie, ensuite nous définirons les matériaux utilisés et le maillage approprié. Pour arriver aux résultats, nous devons faire des variations dans les paramètres du modèle et voir les changements de fréquences et modes de vibrations.

4.2 Elaboration du modèle sur COMSOL

COMSOL *Multiphysics* est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de simuler de

nombreuses physiques et applications en ingénierie, et tout particulièrement les phénomènes couplés ou simulation multi-physiques.

L'utilisateur définit ses couplages ou sélectionne les interfaces prédéfinies. Les différentes étapes du processus de modélisation - définir la géométrie, les propriétés matériaux, le maillage, choisir la ou les physiques, résoudre et afficher les résultats - sont intégrées dans une seule interface. Pour l'élaboration et la modélisation du modèle nous devons suivre les étapes suivantes (Figure 4.1) :

- ✓ Géométrie ;
- ✓ Définition des matériaux ;
- ✓ Maillage.

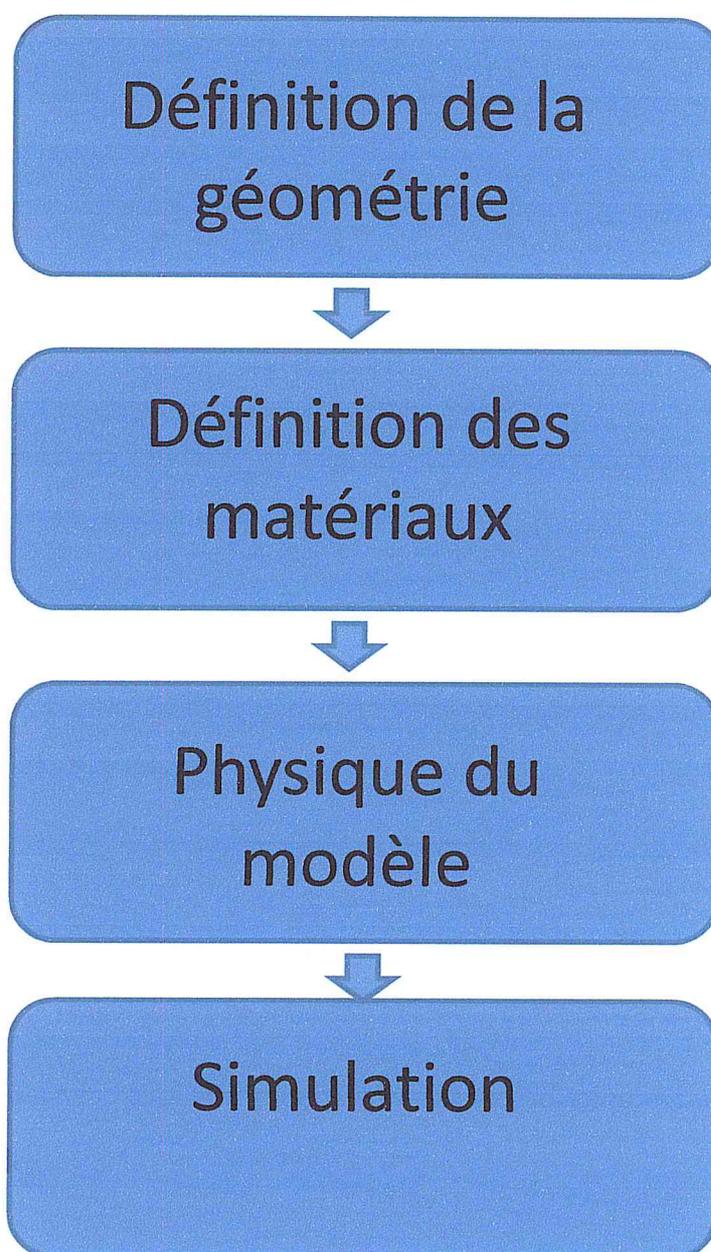


Figure 4.1 : Etapes de la modélisation.

4.2.1 Géométrie

La géométrie 2D du modèle est conçue par la création de plusieurs blocs rectangulaires montrés dans la figure 4.2.

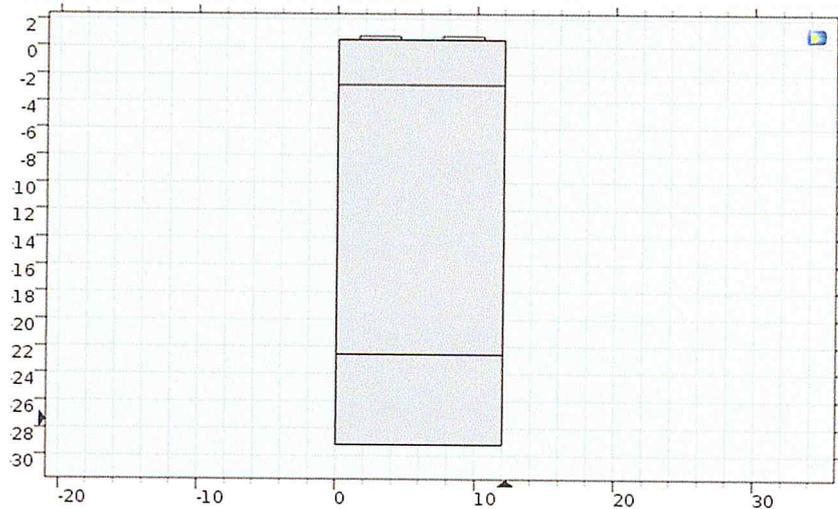


Figure 4.2 : Géométrie du modèle.

Pour le substrat piézoélectrique on a les dimensions suivantes (en bleu) dans la figure 4.3 :

- Largeur = 12 μm ;
- hauteur = 3.3 μm .

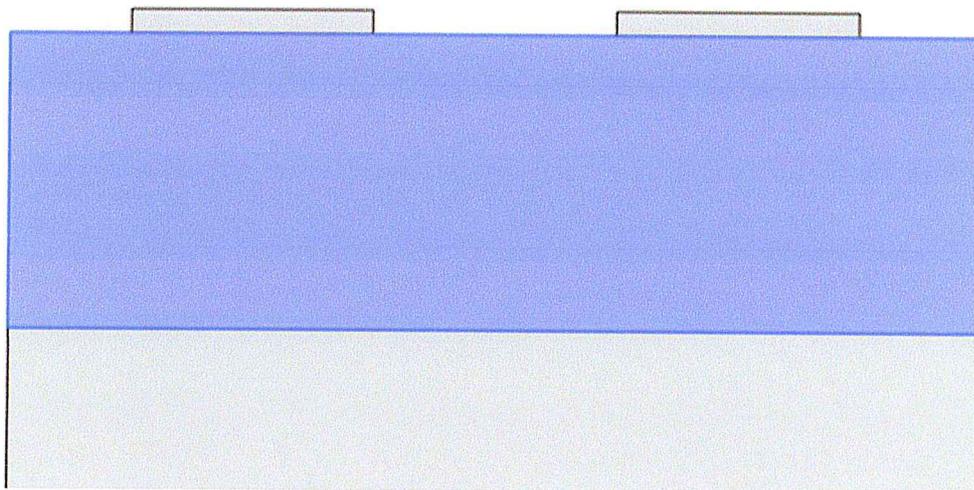


Figure 4.3 : Géométrie du substrat piézoélectrique.

Les deux électrodes ont les démentions suivantes :

- Largeur = 3 μm ;
- hauteur = 0.27 μm .

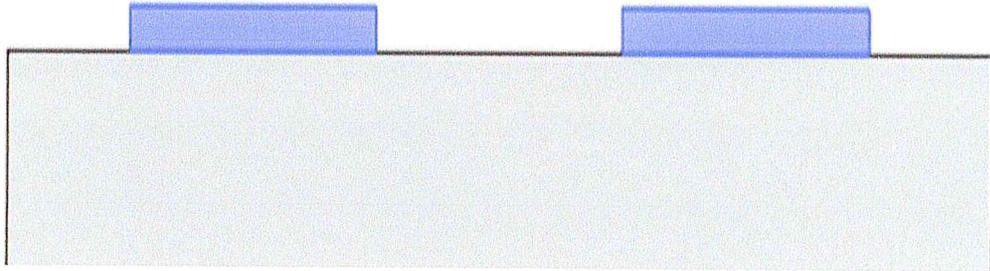


Figure 4.4 : Géométrie des électrodes.

Aussi la partie où se situe le liquide (la partie bleue) a les dimensions suivantes comme le montre la figure 4.5 :

- Largeur = $12\ \mu\text{m}$;
- hauteur = $23.1\ \mu\text{m}$.

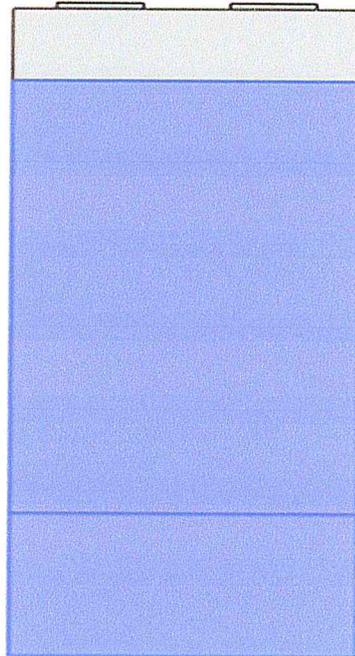


Figure 4.5 : Schéma de la partie du liquide.

4.2.2 Définition des matériaux

Une des étapes importantes est le choix des matériaux utilisés, notre modèle est composé de trois matériaux différents et un matériau virtuel, la couche absorbante parfaitement adaptée (PML) : Le Nitrure d'Aluminium (AlN), L'Aluminium et l'eau.

4.2.2. a Le Nitrure d'Aluminium

Le nitrure d'Aluminium (AlN) est le matériau piézoélectrique utilisé dans cette simulation. Le tableau 1 résume quelques propriétés nécessaires pour notre travail tels que la densité l'élasticité la matrice de couplage et la permittivité relative:

Tableau 4.1 : Propriétés du nitrure d'Aluminium (AlN).

Name	Value	Unit
Density	3300[kg/m ³]	kg/m ³
Elasticity matrix (Ordering: xx, yy, zz, yz, xz, xy)	{4.1e+011[Pa], 1.49e+011[Pa], 4.1e+011[Pa], 9.9e+010[Pa], 1.49e+011[Pa], 3.89e+011[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 1.25e+011[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 1.25e+011[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 0[Pa], 1.25e+011[Pa]}	Pa
Coupling matrix	{0[C/m ²], 0[C/m ²], -0.58[C/m ²], 0[C/m ²], 0[C/m ²], -0.58[C/m ²], 0[C/m ²], 0[C/m ²], 1.55[C/m ²], 0[C/m ²], -0.48[C/m ²], 0[C/m ²], -0.48[C/m ²], 0[C/m ²]}	C/m ²
Relative permittivity	9	1

4.2.2. b L'Aluminium (Al)

L'Aluminium est le matériau conducteur utilisé pour les électrodes, ces propriétés (*Relative permeability, Heatcapacity at constant pressure, Thermal conductivity, Electricalconductivity, Coefficient of thermal expansion andDensity*) sont montrées dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2 : Propriétés de l'Aluminium.

Description	Value
Relative permeability	{{1, 0, 0}, {0, 1, 0}, {0, 0, 1}}
Heat capacity at constant pressure	900[J/(kg*K)]

Description	Value
Thermal conductivity	{{238[W/(m*K)], 0, 0}, {0, 238[W/(m*K)], 0}, {0, 0, 238[W/(m*K)]}}
Electrical conductivity	{{3.774e7[S/m], 0, 0}, {0, 3.774e7[S/m], 0}, {0, 0, 3.774e7[S/m]}}
Coefficient of thermal expansion	{{23e-6[1/K], 0, 0}, {0, 23e-6[1/K], 0}, {0, 0, 23e-6[1/K]}}
Density	2700[kg/m ³]

4.2.2.c L'eau

L'eau est le liquide qu'on souhaite étudier les paramètres tels que la viscosité et la densité, le tableau 4.3 montre ses propriétés

Tableau 4.3 : Propriétés de L'eau.

Description	Value
Dynamic viscosity	$\eta(T[1/K])[\text{Pa}\cdot\text{s}]$
Ratio of specific heats	1.0
Electrical conductivity	{{5.5e-6[S/m], 0, 0}, {0, 5.5e-6[S/m], 0}, {0, 0, 5.5e-6[S/m]}}
Heat capacity at constant pressure	$C_p(T[1/K])[\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})]$
Density	$\rho(T[1/K])[\text{kg}/\text{m}^3]$
Thermal conductivity	{{k(T[1/K])[W/(m*K)], 0, 0}, {0, k(T[1/K])[W/(m*K)], 0}, {0, 0, k(T[1/K])[W/(m*K)]}}
Speed of sound	$c_s(T[1/K])[\text{m}/\text{s}]$

4.4.2. d *Perfectly matched layer (PML)*

Une couche absorbante parfaitement adaptée (en anglais *Perfectly matched layer*, PML) est une couche absorbante artificielle pour les équations d'ondes, couramment utilisée pour tronquer les domaines de calcul dans les méthodes numériques de simulation de problèmes à frontières ouvertes, particulièrement dans les méthodes FDTD et FEM.

La propriété essentielle d'une PML qui la distingue d'un matériau absorbant ordinaire est le fait qu'elle est conçue de telle sorte que les ondes incidentes l'atteignant

depuis un matériau non PML ne se réfléchissent pas à l'interface. Cette propriété permet aux PML d'absorber fortement toutes les ondes sortant d'un domaine de calcul sans les renvoyer dans ce domaine.

4.2.3 Maillage

Un maillage est la discrétisation spatiale d'un milieu continu, ou aussi, une modélisation géométrique d'un domaine par des éléments proportionnés fins et bien définis. L'objet d'un maillage est de procéder à une simplification d'un système par un modèle représentant ce système et, éventuellement, son environnement (le milieu), dans l'optique de simulations de calculs ou de représentations graphiques.

Un maillage est défini par :

- Son repère ;
- Les points le constituant, caractérisés par leurs coordonnées ;
- Les cellules, constituant des polytopes reliant n de ces points .

Le maillage utilisé dans notre modèle est :

- Maximum size élément = $0.12 \mu\text{m}$ (c'est la dimension maximum d'une maille) ;
- Minimum élément size = $2.4 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$ (c'est la dimension minimum d'une maille) ;
- Maximum élément growth rate = 1.1 ;
- Curvature factor = 0.2 ;
- Resolution of narrowregions = 1.

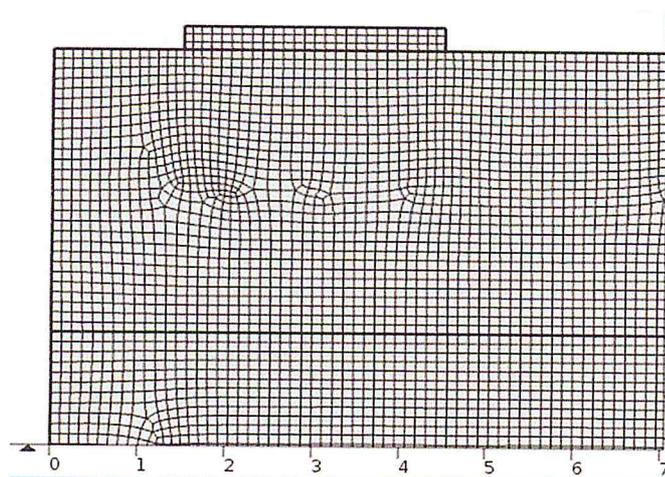


Figure 4.6 : Maillage du modèle.

4.3 Simulation du modèle

La simulation par la méthode des éléments finis (le logiciel COMSOL) du modèle a été faite en combinant deux domaines :

- *Acoustic – structure boundary (asb)* ;
- *Piezoelectriceffect (pze)*.

Dans le logiciel nous avons introduit les différents paramètres du modèle comme le montre le tableau 4.4, ensuite on fait le balayage (variation) des paramètres.

Tableau 4.4 : paramètres du modèle.

Name	Expression	Unit	Description
depth	3,3	[μm]	BulkDepth
Zeval	-100	[μm]	Directivityevaluation distance
Vrms	100	[mV]	RMS drive voltage
V0	$\text{sqrt}(2)*\text{Vrms}$		Zero-to-peak drive voltage
f0min	850	[MHz]	Minimum operating frequency
f0max	950	[MHz]	Maximum operating frequency
f0step	1	[MHz]	Frequencystep

4.3.1 La viscosité

La viscosité (du latin viscum, gui, glu) peut être définie comme la résistance à l'écoulement uniforme et sans turbulence se produisant dans la masse d'une matière. La viscosité dynamique correspond à la contrainte de cisaillement qui accompagne l'existence d'un gradient de vitesse d'écoulement dans la matière, d'où l'origine du qualificatif de dynamique.

Nous nous intéressons à la réponse du capteur en présence de sucre aqueux (glucose, lactose et sucrose), pour cela nous nous basons sur l'étude de A.PRYOR et R.ROSCOE « *the velocity and absorption of sound in aqueous sugar solutions* ».

Dans notre cas nous varions la vitesse du son qui est liée (figure 4.7) à la viscosité du fluide et sa densité ce qui influe à la réponse du capteur (le facteur de qualité Q et l'admittance S11) et ce en simulant différents liquides sucrés avec différentes concentrations.

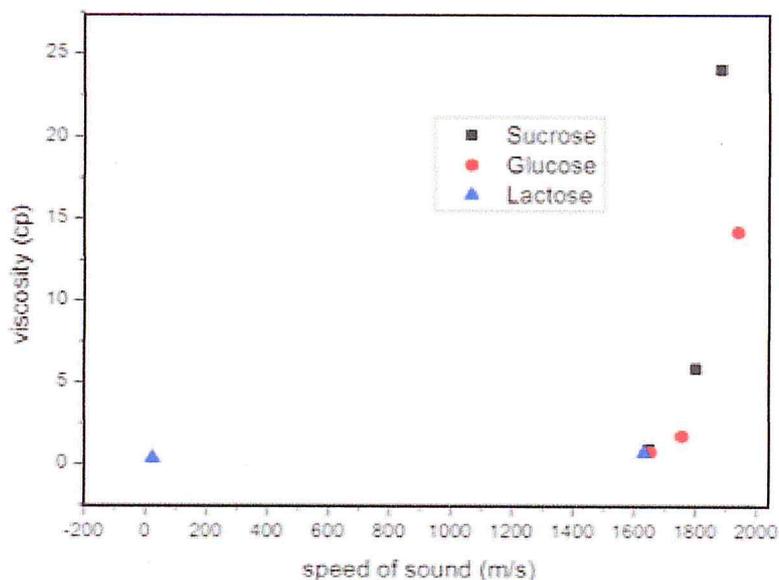


Figure 4.7 : variation de la viscosité en fonction de la vitesse du son.

4.4 Résultats et discussions

4.4.1 Facteur de qualité Q

Le facteur de qualité Q définit la réponse du capteur en fonction de la fréquence, nous remarquons que $f_0 = 897$ MHz pour les paramètres définis comme le montre la figure 4.8.

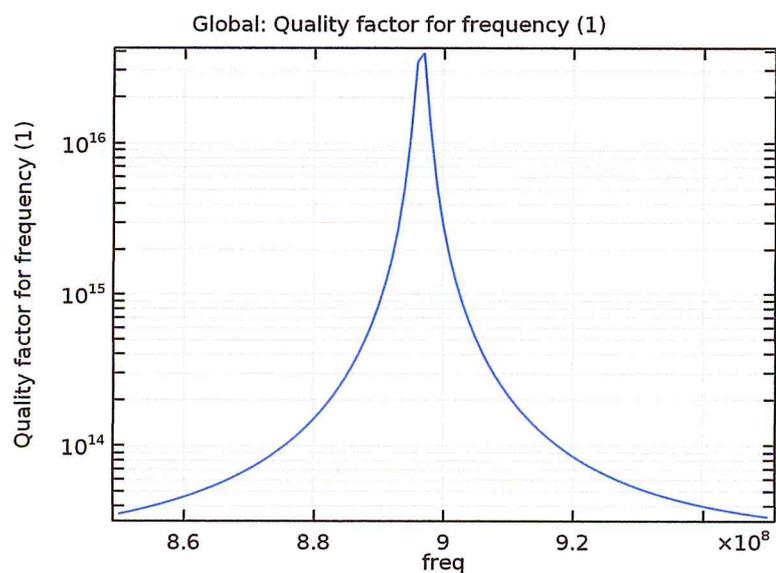


Figure 4.8 : Courbe du facteur de qualité.

Dans notre étude nous avons varié les valeurs de densité et de viscosité (grâce à la vitesse du son) et les résultats sont montrés dans la figure 4.7 et la courbe 4.8 et la figure 4.9.

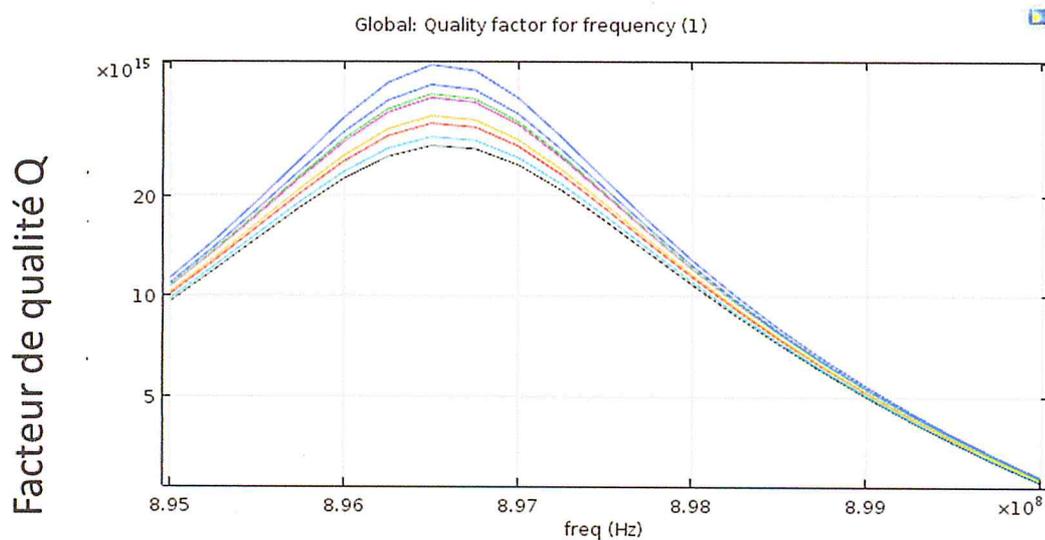


Figure 4.9 : Facteur de qualité Q des différents sucres.

4.4.1.a Calcul analytique de la sensibilité de Q/viscosité

Nous allons étudier analytiquement la sensibilité du facteur de qualité en fonction de la viscosité. La figure 4.10 représente les résultats de simulation la variation du facteur de qualité Q simulé en fonction de la viscosité pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le lactose).

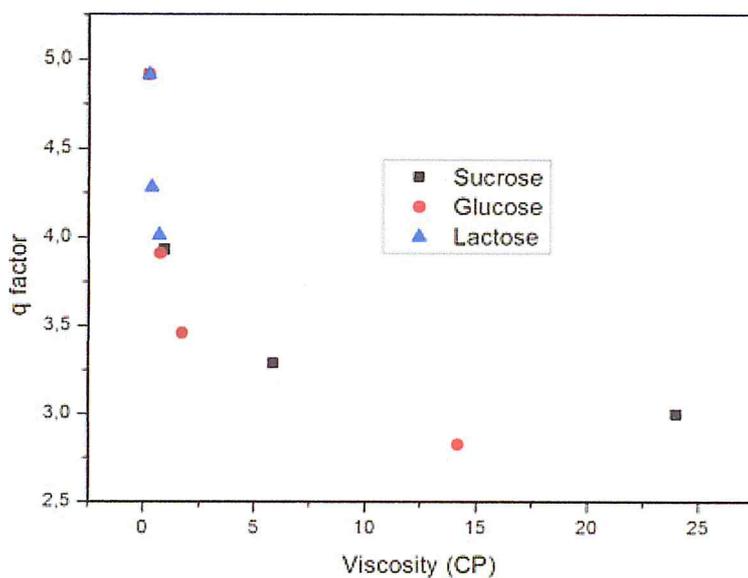


Figure 4.10 : Variations du facteur de qualité Q en fonction de la viscosité.

Le tableau 4.5 résume les valeurs des résultats de simulation de la sensibilité (Q/viscosité) du capteur pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le

lactose). Le facteur de qualité diminue lorsque la viscosité augmente avec une sensibilité de $S = \Delta Q / \Delta \text{viscosité}$

Tableau 4.5 : Sensibilité du capteur (Q/viscosité).

Type de sucre	Sensibilité [cp^{-1}]
Sucrose	$4.06 \cdot 10^4$
Glucose	$8.105 \cdot 10^4$
Lactose	$7.657 \cdot 10^5$

4.4.1.b Calcul analytique de la sensibilité de Q / densité

Nous allons étudier analytiquement la sensibilité du facteur de qualité en fonction de la densité. La figure 4.11 représente les résultats de simulation de la variation du facteur de qualité Q simulé en fonction de la densité pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le lactose).

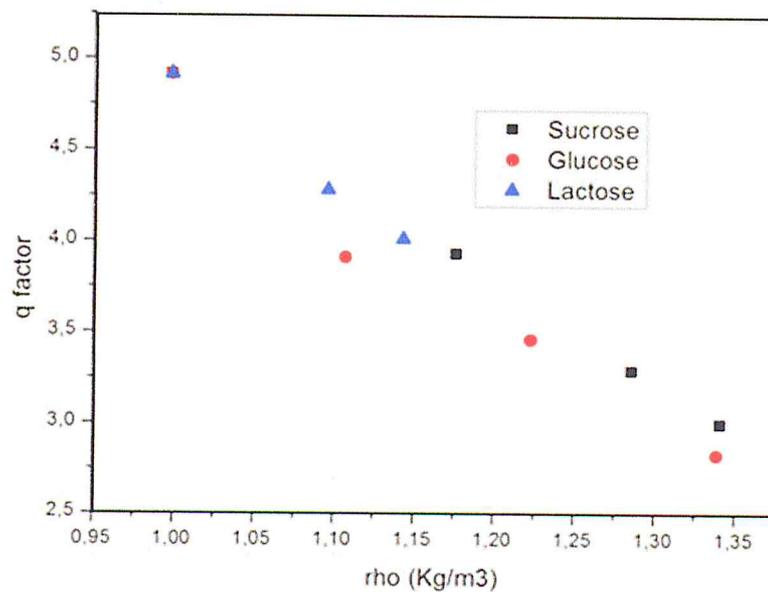


Figure 4.11: Variations du facteur de qualité Q en fonction de la densité.

Le tableau 4.6 résume les valeurs de résultats de simulation de la sensibilité (Q/densité) du capteur pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le lactose). Le facteur de qualité diminue lorsque la densité augmente avec une sensibilité de $S = \Delta Q / \Delta \text{densité}$.

Tableau 4.6 : Sensibilité du capteur (Q/densité).

Type de sucre	Sensibilité [L/Kg]
Sucrose	$5.66 \cdot 10^6$
Glucose	$4.69 \cdot 10^6$
Lactose	$5.70 \cdot 10^6$

4.4.2 Modes de vibrations

Le mode de vibration des ondes de Lamb est le mode symétrique S_0 a la fréquence de résonance est montré dans la figure 4.12.

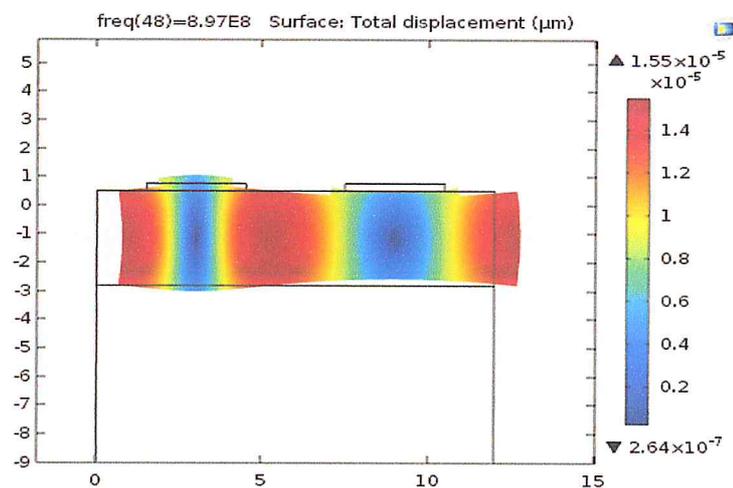


Figure 4.12 : mode de vibration a la fréquence de résonance.

4.4.3 Admittance (paramètres S11)

La figure 4.13 représente la courbe de résonance et antirésonance, on voit que la fréquence de résonance est de $f_0 = 897$ MHz.

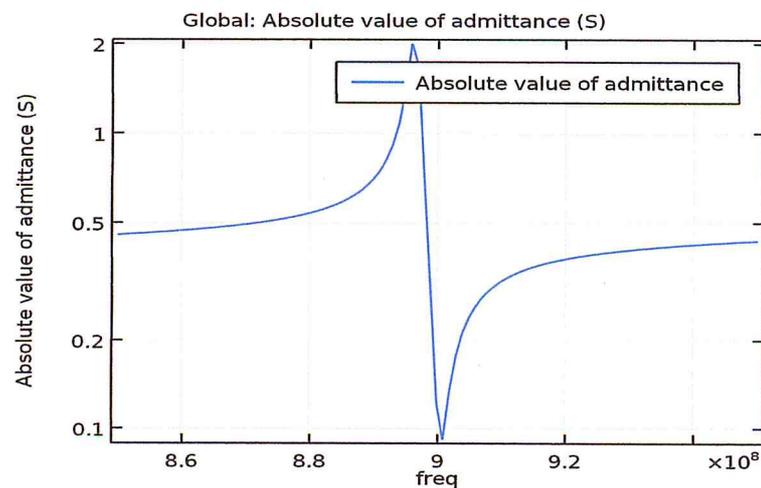


Figure 4.13 : Courbe de résonance et antirésonance.

Egalement dans notre étude nous avons varié les valeurs de densité et de viscosité (grâce à la vitesse du son) et les résultats sont montrés dans la figure 4.14 et la figure 4.15 et la figure 4.16.

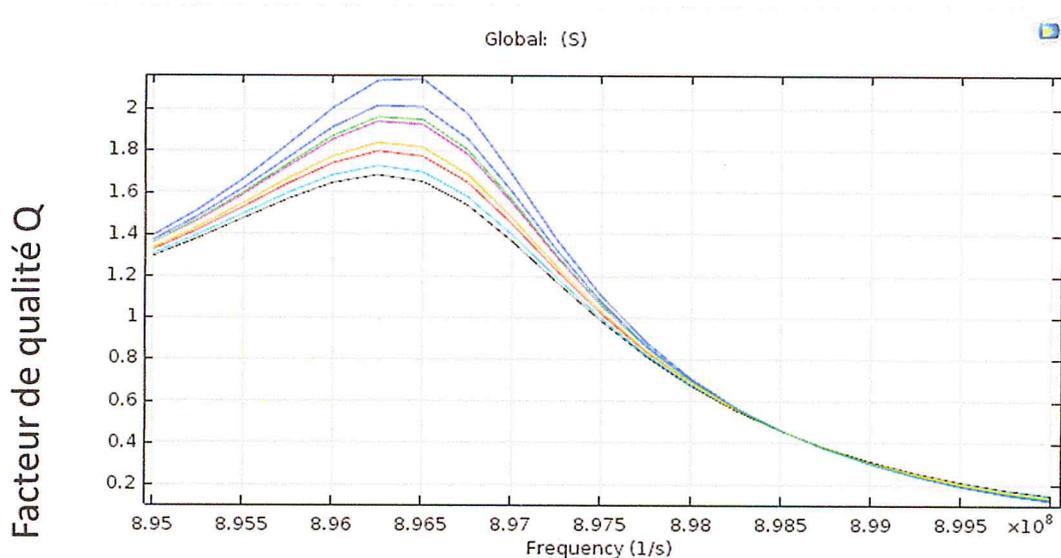


Figure 4.14 : Paramètres S11 des différents sucres.

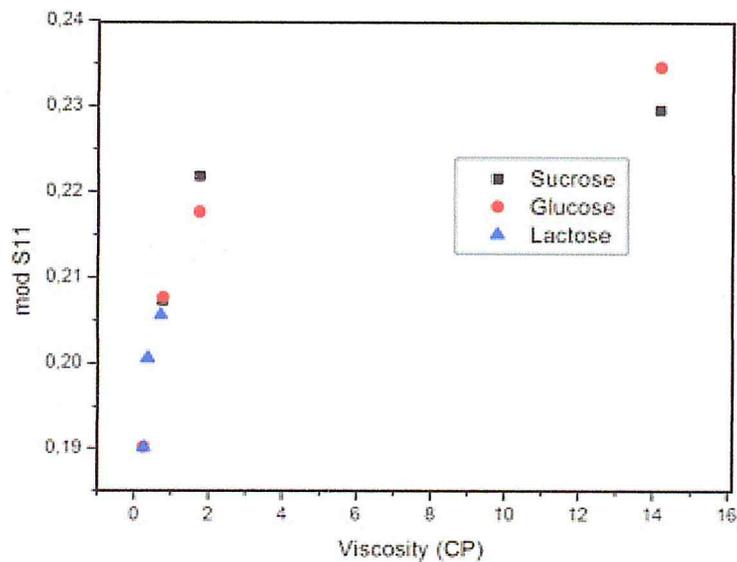


Figure 4.15 : variations du paramètre S11 en fonction de la viscosité.

La figure 4.15 représente les résultats de simulation de la variation du paramètre S11 en fonction de la viscosité pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le lactose).

4.4.3.a Calcul de la sensibilité de S11/viscosité

Le calcul analytique de la sensibilité est montré dans le tableau 4.7 le paramètre S11 augmente lorsque la viscosité augmente avec une sensibilité de $S = \Delta S11 / \Delta \text{Viscosité}$.

Tableau 4.7 Sensibilité du capteur (S11/viscosité).

Type de sucre	Sensibilité [cp^{-1}]
Sucrose	$9.66 \cdot 10^{-4}$
Glucose	$2 \cdot 10^{-3}$
Lactose	$1.44 \cdot 10^{-2}$

4.4.3.b Calcul de la sensibilité de S11 / densité

Les résultats du calcul analytique de la sensibilité du paramètre S11 par rapport à la densité sont montrés dans le tableau 4.7.

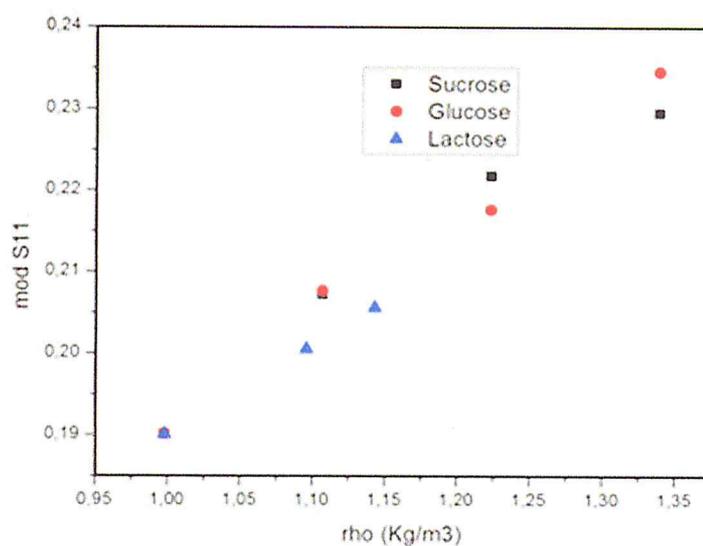


Figure 4.16 : Variations du paramètre S11 en fonction de la densité.

La figure 4.16 représente les résultats de simulation de la variation du paramètre S11 en fonction de la densité pour différents sucres aqueux (le sucrose, le glucose et le lactose). Le paramètre S11 augmente lorsque la densité augmente avec une sensibilité de $S = \Delta S11 / \Delta \text{Densité}$.

Tableau 4.7 : Sensibilité du capteur (S11/densité).

Type de sucre	Sensibilité [L/Kg]
Sucrose	$1.34 \cdot 10^{-1}$
Glucose	$1.15 \cdot 10^{-1}$
Lactose	$1.07 \cdot 10^{-1}$

4.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons fait la modélisation et la simulation par la méthode des éléments finis (COMSOL Multiphysics) de notre modèle (capteur de viscosité et de densité de fluide) et nous avons conclu sur quelques résultats (facteur de qualité , paramètre S et sensibilité) ainsi nous avons refait l'étude de W PRYOR et R ROSCOE « The velocity and absorption of Sound in aqueous sugar solutions » pour étudier les solutions sucrées et nous avons remarqué grâce à la simulation les variation de ces paramètres en fonction des concentration et de la densité des solutions utilisées .

CONCLUSION GENERALE

Dans cette étude, les objectifs étaient tout d'abord, de se familiariser et d'étudier un dispositif résonateur à ondes de Lamb (état de l'art, principe de fonctionnement) ainsi que l'aspect théorique du dispositif. En partant d'un modèle pré-existant, nous avons adapté le modèle afin de concevoir un capteur de viscosité et de densité de fluide directement à travers les caractéristiques de notre résonateur à ondes de Lamb. Concernant ce deuxième aspect, nous avons procédé à des simulations sous ComsolMultiphysics par la méthode des éléments finis du capteur. Autrement dit, faire varier les différents paramètres du modèle et d'en sortir avec des résultats sur la possibilité d'utiliser ce dernier et de prévoir sa sensibilité.

Dans la première partie de ce travail, nous nous sommes intéressés à l'état de l'art des capteurs à ondes de surfaces, le principe de fonctionnement et la présentation du microdispositif. Nous nous sommes focalisés, plus particulièrement, sur l'aspect théorique des ondes de Lamb (courbes de dispersion, modes de vibrations ...). Ceci a été fait avec succès comme nous l'avons montré. Nous avons présenté les étapes de fabrications du capteur et les techniques d'élaborations des couches piézoélectriques.

La deuxième partie de ce travail a été consacrée à l'étude par élément finis du modèle par le logiciel Comsol par la modélisation et la simulation. Tout d'abord, nous avons dimensionné le capteur, établi les matériaux utilisés et le maillage. Nous avons obtenu des résultats sur l'évolution des modes de vibrations symétrique (ondes de Lamb), des fréquences de résonances et sur le facteur de qualité, ceci pour différents liquides à différentes concentration et viscosité.

Au cours de notre travail, nous avons rencontrés plusieurs problèmes et difficultés avant d'atteindre nos objectifs :

- L'obtention des valeurs de densité et de viscosité de certains liquides;
- Malgré que nous ayons travaillé dans des conditions limités à travers l'inexistence de calculateur relativement puissant, nous avons pu en sortir avec des résultats qui semblent intéressants.

Les objectifs que nous avons visés au début de ce travail, ont été majoritairement atteints, à savoir, l'étude et le développement du modèle par éléments finis, la présentation des procédés technologiques permettant de réaliser les microdispositifs. Et enfin étudier la faisabilité de mesure à travers l'obtention de résultats intéressants tel que l'évolution du facteur de qualité du capteur et des paramètre S ainsi que les modes de vibrations du capteur a la fréquence de travail ces derniers que nous considérons prometteurs et encourageants car exploitable à travers des circuits électroniques de conditionnement.

ANNEXE
LISTE DES ABRÉVIATIONS

MEMS : MicroElectroMecanicalSystem

LWR : *Lamb WaveResonator*

Facteur Q : Facteur de Qualité

AlN : Nitrure d'Aluminium

ZnO : Oxyde de Zinc

CVD : *Chemical VaporDeposition*

PVD : *Physical VaporDeposition*

RF :RadioFrequence

DC :*DirectCourent*

HF :*High Frequency*

MEF :Methode des Elements Finis

PML :*Perfect Matched Layer*

LISTE DES REFERENCES

- [1] : Defranould P. et Wright P. Filtres à ondes de surface. Techniques de l'ingénieur : traité d'électronique, volume E2, p 200–1 – 200–25. Techniques de l'ingénieur, 2003.
- [2] : Dieulesaint E. et Harteman P. Perfectionnements aux dispositifs acousto-électriques à ondes acoustiques de surface, notamment à usage de filtre. Brevet 2.040.881, Avril 1969.
- [3] : Fischerauer G., Ebner T., Kruck P., Morozumi K. et Thomas R. SAWfilter solutions to the needs of 3G cellular phones. 2001-IEEE-MTT-SInternational-Microwave-Symposium-Digest-Cat.-No.01CH37157... Edited by IEEE PiscatawayNJUSA. Volume 1. IEEE, 2001, p 351–354.
- [4] : D. Cullen and T. Reeder, Measurement of SAW Velocity versus Strain for YX and ST Quartz, Proc. IEEE UltrasonicsSymp., pp. 519-522, 1975
- [5] : A. Lonsdale and B. Lonsdale, Method and apparatus for measuring strain, U.S. Patent US5585571, 1996
- [6] : D. Cullen and T. Reeder, Measurement of SAW Velocity versus Strain for YX and ST Quartz, Proc. IEEE UltrasonicsSymp., pp. 519-522, 1975
- [7] : H. Wohltjen, Surface Acoustic WaveMicrosensors, Transducers, 1987
- [8] : Curie J. et Curie P. Développement par compression d'électricité polaire dans les cristaux hémiedres a faces inclinées. Bulletin numéro 4 de la société minéralogique de france, 1880, vol 3, n°90, p 294.
- [9] :Langevin P. French Patent, n 505, p 703, september 1918.
- [10] :Valasek J. Piezoelectricity and allied phenomena in rochelle salt. Physical Review, 1921, vol 17, p 475.
- [11] :DeCicco G., Morten B. et Prudenziati M. Piezoelectric tick-film sensors, volume 1 of Handbook of Sensors and Actuators, p 38–47. M. Prudenziati, Sara Burgerhartstraat 25, P.O. Box 211, 1000 AE Amsterdam, elsevier edition, 1994.
- [12] : Setter N. Piezoelectric Materials in Devices. N. Setter, Ceramics Laboratory, EPFL Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland, n. setter edition, May 2002.

[13] : Chubachi N., Minakata M. et Kikuchi Y. Physical structure of DC diode sputtered ZnO films and its influence on the effective electromechanical coupling factors. *Japanese-Journal-of-Applied-Physics*, 1974, vol suppl. 2, n°1, p 737–740.

[14] : Hillman G. D. et Seguin H. J. J. Influence of nucleating surface on sputtered ZnO thin films (piezoelectric transducers). *Journal-of-Applied-Physics*, 1973, vol 44, n°11, p 5053–5055.

[15] : Defaÿy Emmanuel. Elaboration et Caractérisation de Couches Minces Piézoélectriques de Pb (Zr,Ti)O₃ sur Silicium pour Applications aux Microsystèmes. Thèse : INSA Lyon, 1999.

[16] : Rey Patrice. Elaboration et caractérisations de couches minces piézoélectriques d'oxyde de zinc sur silicium obtenues par pyrolyse d'un aérosol généré par ultrasons. Thèse : INP Grenoble, January 1990.

[17] : Baborowski J. et Muralt P. Piezoelectric and Pyroelectric thin Films. FSRM, Swiss Foudation for Research in Microtechnology, Jaquet-Droz 1, CH-2007 Neuchâtel, fsm, switzerland edition, 2001.

[18] : Su Q.X., Kirby P., Komuro E., Imura M., Zhang Q. et Whatmore R. Thin-film bulk acoustic resonators and filters using ZnO and leadzirconium- titanate thin films. *IEEE-Transactions-on-Microwave-Theoryand-Techniques*, april 2001, vol 49, n°4, p 769–78.

[19] : Xu F., Wolf R.A., Yoshimura T. et McKinstry S. Trolier. Piezoelectric films for MEMS applications. 11th-International-Symposium-on- Electrets-ISE11.-Proceedings-Cat.No.02CH37383.2002, p 386–96.

[20] : Dubois Marc-Alexandre. Aluminium Nitride and Lead Zirconate-Titanate thin films for ultrasonic Applications : Integration, properties and Devices. Thèse : Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, d'épartement Matériaux, 1999.

[21] : DeVoe Denis L. Piezoelectric thin film micromechanical beam resonators. *Sensors-and-Actuators-A-(Physical)*, march 2001, vol 88, n°3, p 263–272.

[22] : Petrella A.J., Deng H., Roberts N. K. et Lamb R. N. Single-source chemical vapor deposition growth of ZnO thin films using zn₄o (co₂/net/sub 2)/sub 6. *Chemistry-of-Materials*, october 2002, vol 14, n°10, p 4339–42.

[23] : Nunes P., Fortunato E. et Martins R. Properties of ZnO thin films deposited by spray pyrolysis and magnetron sputtering. *Material Research Society Symposium Proceeding*. Edited by Society Material Research. Volume 685. MRS, june 2001.

[24] : Chernets A. N. et Kenigsberg N. L. Preparation and properties of thin films of ZnO for hypersonic transducers. *Thin-Solid-Films*, november 1973, vol 18, n°2, p 247–255.

- [25] :Muralt Paul. Piezoelectric thin for MEMS. Encyclopedia of Materials : Science and Technology, p 6999–7009.Elsevier, 2002.
- [26] : Beck C.M., Ahmed M.M., Brierley C.J., Needham A.P. et Marsh S.P. Microwave Filters and Switches Produced using Micro-Machining Techniques. [Http://www.mtt.org/symposia/ims/2000/wfd07.pdf](http://www.mtt.org/symposia/ims/2000/wfd07.pdf), June 2000.
- [27] :Jakkaraju R., Henn G., Shearer C., Harris M., Rimmer N. et Rich P. Integrated approach to electrode and AlN depositions for bulk acoustic wave (BAW) devices. Microelectronic Engineering, november 2003, vol 70, n°2-4, p 566–570.
- [28] :Matthes B., Broszeit E., Zucker O. et Gauer P. Investigation of thin AlN films for piezoelectric field effect transistor applications. Thin-Solid-Films, April 1993, vol 226, n°1, p 178–184.
- [29] :Ruffner J.A., Clem P.G., Tuttle B.A., Dimos D. et Gonzales D.M. Effect of substrate composition on the piezoelectric response of reactively sputtered AlN thin films. Thin-Solid-Films, october 1999, vol 354, n°1-2, p 256–61.
- [30] :Carlotti G., Gubbiotti G., Hickernell F.S., Liaw H.M. et Socino G. Comparative study of the elastic properties of polycrystalline aluminum nitride films on silicon by Brillouin light scattering. Thin-Solid-Films, november 1997, vol 310, n°1-2, p 34–8.
- [31] :Eichhorn G. et Rensch U. MOCVD of AlN on silicon. Physica-Status-Solidi-A, january 1982, vol 69, n°1, p K3–6.
- [32] : Wang Hong-Hai. Properties of AlN (100) thin films prepared by reactive laser ablation. Modern physics letters B, 2001, vol 15, n°24, p 1069–1075.
- [33] :Lanz R., Dubois M. A. et Muralt P. Solidly mounted BAW filters for 6 to 8 GHz range based on AlN thin films. IEEE ultrasonics symposium, Atlanta. IEEE ultrasonics, IEEE, 2001.
- [34] : Ippolito S. J., Kandasamy S., Kalantar-Zadeh K., Trinchi A. et Wlodarski W. A layered surface acoustic wave ZnO/LiTaO₃ structure with a WO₃ selective layer for hydrogen sensing. Sensor-Letters, december 2003, vol 1, n°1, p 33–36.
- [35] : Choujaa A., Tirole N., Bonjour C., Martin G., Hauden D., Blind P., Cachard A. et Pommier C. AlN/silicon Lamb-wave microsensors for pressure and gravimetric measurements. Sensors-and-Actuators-A-(Physical), january - february 1995, vol A46, n°1-3, p 179–82.
- [36] : Dubois M.A. et Muralt P. Measurement of the effective transverse piezoelectric coefficient e_{31} of AlN and Pb (Zr_xTi_{1-x}) O₃ thin films. Sensors-and-Actuators-A-(Physical), october 1999,

vol A77, n°2, p 106–12.

[37] : I.A. Viktorov
Rayleigh and Lamb waves
New York: Plenum Press, p.3 (1967).

[38] : Richard M. White et al
Plate-Mode Ultrasonic Oscillator Sensor
Bibliographie
IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 34, N° 2,
March 1987.

[39] : G. Kurtze and R. H. BoIt.
On the Interaction Between Plate Bending Waves and Their Radiation Load
Acustica, Vol. 9, 195

[40] : R.D. Watkins et al.
The attenuation of Lamb waves in the presence of a fluid
Ultrasonics, November 1992.

[41] : Yantchev V.M. and Katardjiev I., *Micromachined thin film plate acoustic resonators utilizing the lowest order symmetric Lamb wave mode*, IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 54, Issue 1, pp. 87-95, Jan. 2007.

[42] : Volatier A., Caruyer G., PellissierTanon D., Ancy P., Defaÿ E. and Dubus B., *UHF/VHF resonators using Lamb Waves co-integrated with Bulk Acoustic Wave Resonators*, IEEE Proceedings of Ultrasonics Symposium, vol.2, pp. 902-905, 18-21 Sept. 2005.

[43] : Volatier A., Carruyer G., Defaÿ E., and Dubus B., *Lamb waves in bulk acoustic wave resonators: Analysis of spurious resonances and design of resonators in the UHF-VHF frequency range*, J. of the Acoustical Society of America, vol.116, Issue 4, p. 2591, oct. 2004.

[44] : ROYER, D. DIEULESAINT, E. Ondes élastiques dans les solides – Tome 1: Propagation libre et guidée. Paris : Masson, 1996. 328 p.

[45] : AULD, B.A. Acoustic fields and waves in solids Chichester : Wiley- Interscience, 1973, Vol. 1, 423 p.

[46] : RAYLEIGH, L. On waves propagating along the plane of an elastic solid. Proc. London Math. Soc., 1885, Vol. 17, p. 4-11.

[47] : LOVE, A.E. Some problems of geodynamics. Cambridge University Press, London, 1911. 180 p.

[48] : STONELEY, R. Elastic waves at the surface of separation of two solids. Conf. of the Royal Society, 1924, p. 416-428.

- [49] :LAMB, H. On waves in an elastic plate. Conf. of the Royal Society, 1917, p. 114-128.
- [50] :VIKTOROV, I.A. Rayleigh and Lamb waves. Plenum, New York, 1967.154 p.
- [51] : DEMOL, T. Etude de transducteurs en barrette adaptés au contrôle santé par ondes de Lamb de structures aéronautiques composites. Application à la caractérisation de l'impact basse vitesse. Thèse de doctorat : Université Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 1998. 193 p.
- [52] :UBERALL, H. HOSTEN, B., DESCHAMPS, M., GERARD, A. Repulsion of phase velocity dispersion curves and the nature of plate vibrations. J. Acoust. Soc. Am., 1994, Vol. 96, N. 2, p. 908-917.
- [53] :NAYFEH, A.H. CHIMENTI, D.E. Free wave propagation in plates of general anisotropic media. Journal of applied mechanics, 1989, Vol. 56, p.881-886.
- [54] : NAILLON, M. COURSANT, R.H., BESNIER, F. Analyse de structures piézoélectriques par une méthode d'éléments finis. Acta Electronica, 1983, Vol. 25, N. 4, p. 341-362.
- [55] :ALLIK, H. HUGHES, T.J.R. Finite element method for piezoelectric vibration. International journal for numerical methods in engineering, 1970, Vol. 2, p. 151-157.
- [56] :PEELAMEDU, S.M. YU, Y., NAGANATHAN, N.G., DUKKIPATI, R.V. Active strain-transfer analysis in a piezoceramic system using a finite-element method and experimental investigation. Smart Mater. Struct., 1999, Vol. 8, p. 654-662.
- [57] : Bjrström J., Katardjiev I., Yantchev V., *Lateral-field-excited thin-film Lamb wave resonator*, Applied Physics Letters, vol. 86, Issue 15, id. 154103, 2005.
- [58] :Sreenivas K. Ferroelectric thin film processing. Ferroelectric Ceramics. Edited by Verlag Birkh" auser. Basel, Switzerland. Birkh" auser Verlag, 1994, p 213–239.
- [59] : Tang X. G., Chan H. L. W., Ding A. L. et Yin Q. R. Processing effects on the microstructure and ferroelectric properties of Pb(Zr,Ti)O₃ thin films prepared by sol-gel process. Surface and Coating Technology, 2002, vol 161, p 169–173.
- [60] : Lappalainen J., Frantti J., Moilanen H. et Leppavuori S. Excimer laser ablation of PZT thin films on silicon cantilever beams. Sensors-and- Actuators-A-Physical, January-february 1995, vol A46, n°1-3, p 104–9.
- [61] : Zhou Y. C., Yang Z. Y. et Zheng X. J. Residual stress in PZT thin films prepared by pulsed laser deposition. Surface and Coating Technology, 2003, vol 162, p 202–211.
- [62] : P. Murali, "Piezoelectric thin films for MEMS", in: K.H.J. Buschow (University of Amsterdam, The Netherlands), R.W. Cahn (University of Cambridge, UK), M.C.

[73] : GENERATION ET DETECTION D'ONDES DE LAMB A L'AIDE DE P(VF
rVFJ) :APPLICATION A LA MESURE DE DENSITES DE LIQUIDES Luciano
Scandelari