

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE SCIENCES TECHNOLOGIE SANTE

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2004

Thèse n°22-2004

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

**Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et
Optoélectronique**

Spécialité : "Communications Optiques et Microondes"

Eric GABORIAUD

le 8 Octobre 2004

***Etude des résonateurs piézoélectriques dans le
domaine des microondes : application au filtrage***

Thèse dirigée par Dominique CROS

Jury :

Pierre GUILLON	Professeur à l'Université de Limoges – IRCOM	Président
Robert PLANA	Professeur à l'Université de Toulouse – LAAS	Rapporteur
Eric KERHERVE	Maître de Conférences à l'ENSEIRB – Bordeaux 1	Rapporteur
Cyril BOULANGER	Ingénieur au CNES – Toulouse	Examinateur
Jean-François CARPENTIER	Ingénieur ST MICROELECTRONICS – Crolles	Examinateur
Michel AUBOURG	Chargé de Recherches CNRS – IRCOM	Examinateur
Alain CATHERINOT	Professeur à l'Université de Limoges – SPCTS	Examinateur
Dominique CROS	Professeur à l'Université de Limoges – IRCOM	Examinateur
Christine ZANCHI	Ingénieur au CNES – Toulouse	Invité
Stéphane BILA	Chargé de Recherches CNRS – IRCOM	Invité
Pierre BLONDY	Ingénieur de Recherches CNRS – IRCOM	Invité

SOMMAIRE

SOMMAIRE	3
INTRODUCTION GENERALE	9
CHAPITRE I	15
I. Introduction	17
II. Notion de piezoelectricite	18
III. Les résonateurs piézoélectriques	20
III.1 High overtone bulk acoustic resonators	20
III.2 Film Bulk Acoustic Resonators.....	21
III.3 Stacked Crystals	23
IV. Réponse fréquentielle d'un résonateur piézoélectrique	25
V. Quel matériau piézoélectrique ?	26
V.1 Les paramètres physiques.....	26
V.2 Les techniques de dépôt	28
V.3 Le choix de l'électrode métallique	31
VI. Etat de l'art sur les résonateurs piézoélectriques	33
VII. Les filtres piézoélectriques	37
VII.1 Couplage électrique des résonateurs.....	37
VII.2 Couplage mécanique des résonateurs	41
VII.3 Conclusion	43
VII.4 Exemple d'utilisation des filtres piézoélectriques : Le duplexeur.....	44
VIII. Conclusion	47
CHAPITRE II	49
I. Introduction	51
II. Historique	52

III.	Quelques notions de cristallographie.....	53
IV.	Quelques notions de mécanique des solides	56
	IV.1 Le tenseur des contraintes	56
	IV.2 Le tenseur des déformations	57
	IV.3 La relation contrainte - déformation	58
V.	Les ondes élastiques	61
VI.	Modèle physique unidimensionnel de la piézoélectricité	63
VII.	Les équations de la piézoélectricité.....	68
VIII.	Génération des ondes élastiques dans les solides piézoélectriques : Application à l'AIN 71	
	VIII.1 L'équation de Christoffel pour la piézoélectricité.....	71
	VIII.2 Application à l'AIN	75
IX.	Les pertes dans les solides piézoélectriques	81
	IX.1 Les pertes diélectriques	81
	IX.2 Les pertes mécaniques	81
	IX.3 Les pertes piézoélectriques	82
X.	Conclusion.....	83
CHAPITRE III		85
I.	Introduction	87
II.	Le Modèle de MASON	88
	II.1 Modèle de Mason sans pertes	88
	II.2 Modèle de Mason avec pertes	89
III.	Le modèle de BUTTERWORTH-VAN DYKE	91
IV.	Modèle analytique 1D	94
	IV.1 Modèle 1D pour les résonateurs suspendus	94
	IV.2 Modèle 1D du résonateur SC	99
V.	Avantages et inconvénients des différents modèles.....	102
	V.1 Le modèle MBVD	102

V.2 Le modèle de MASON.....	102
V.3 Le modèle analytique 1D	103
VI. Extraction des paramètres R, L, C du modèle MBVD	104
VI.1 Méthodologie d'extraction des paramètres R, L, C	104
VI.2 Evaluation de l'extraction des paramètres R, L et C.....	106
VI.3 Application à la mesure.....	107
VII. Modélisation en différences finies.....	110
VIII. Modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle : ANSYS	115
VIII.1 Modélisation 2D.....	116
IX. Conclusions	120
CHAPITRE IV.....	121
I. Introduction	123
II. Etude 1d du résonateur suspendu.....	124
II.1 Modes de vibration d'un résonateur piézoélectrique.....	124
II.2 Influence des pertes sur l'impédance.....	127
II.3 Influence de la surface active sur l'impédance électrique.....	130
II.4 Réalité et imprécision technologique	131
III. Etude 1D du résonateur SMR.....	135
IV. Etude des filtres en échelle.....	142
V. Etude 1D du résonateur SC, application au filtrage.....	150
VI. Etude 1D du couplage acoustique de deux résonateurs, application au filtrage	154
VII. Conclusion.....	157
CONCLUSION GENERALE.....	159
BIBLIOGRAPHIE	165
ANNEXE I.....	173
I Process	175

II Design et classification des résonateurs piézoélectriques	177
III Résultats	179

INTRODUCTION

GENERALE

Les travaux de cette thèse ont été dirigés suivant deux axes de recherche bien distincts :

l'étude d'un résonateur silicium accordable en fréquence

la simulation et la réalisation de résonateurs piézoélectriques hautes fréquences

Le premier thème de recherche faisant l'objet d'un dépôt de brevet, nous ne pourrons pas l'aborder dans ce mémoire. Le brevet, déposé par le CNES, résulte d'une collaboration entre le laboratoire LAAS de Toulouse, le CNES et le laboratoire IRCOM de Limoges.

Ce projet a pour but d'étudier et de développer l'accord en fréquence d'un résonateur diélectrique silicium. Le résonateur est un disque de silicium de 6mm de diamètre et de 650 μm d'épaisseur dont les faces sont partiellement métallisées. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux faces ce qui a pour effet de modifier la structure du silicium. Le résonateur étant au préalable placé dans une cavité et excité par un guide d'onde WR10 (bande 75-110 GHz), les modes propres de résonances du résonateur sont perturbés par la polarisation de ce dernier, ce qui se traduit par une variation des fréquences de résonance.

Ce mémoire sera donc consacré uniquement au deuxième thème de recherche portant sur l'étude des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences.

Cet axe de recherche, nouveau pour le laboratoire, a débuté par une collaboration technologique avec Laurie Valbin de l'ESIEE de Paris (Ecole Supérieure d'Ingénieurs en Electronique et Electrotechnique). L'ESIEE avait en charge la réalisation des résonateurs piézoélectriques dont le process de fabrication, ainsi que les résultats, sont présentés en annexe I.

Une nouvelle collaboration a débuté depuis peu avec le laboratoire SPCTS de Limoges (Science des Procédés Céramiques et des Traitements de Surface) portant sur le dépôt de couche piézoélectrique par la technique d'ablation laser. Des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences sont en cours de réalisation.

Le premier chapitre sera consacré à une présentation complète des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. A travers une étude bibliographique nous verrons qu'il existe différents types de résonateurs piézoélectriques, mais que tous fonctionnent sur le même principe : l'excitation d'une onde acoustique longitudinale au sein d'un film mince de matériau piézoélectrique. Plusieurs matériaux sont couramment utilisés, cependant, un seul, le Nitrure d'Aluminium, semble répondre aux exigences technologiques tout en permettant la

fabrication de structures microondes contraintes par une réglementation sur les télécommunications de plus en plus stricte.

La croissance de film mince piézoélectrique nécessite une attention toute particulière, puisque son orientation cristalline doit être exacte selon une direction donnée. Les technologies de dépôt de ces films jouent donc un rôle crucial pour l'obtention de résonateurs performants. Nous décrirons brièvement les deux techniques qui ont servi à la réalisation de nos résonateurs : la pulvérisation cathodique et l'ablation laser.

Nous terminerons ce chapitre par une présentation des filtres piézoélectriques et leur utilisation dans les duplexeurs.

Nous profiterons du chapitre deux pour mettre en place les équations de la piézoélectricité. La piézoélectricité étant à un croisement entre différents domaines des sciences, tels que la mécanique, la cristallographie, et l'électromagnétisme, nous avons voulu rappeler les notions essentielles de chacun de ces domaines afin que tous puissent suivre l'intégralité de notre propos. La lecture de ce chapitre permettra de comprendre la physique de l'effet piézoélectrique et l'application de cet effet à la réalisation de résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. L'enjeu d'une orientation cristalline parfaite apparaîtra clairement au détour de notre cas d'étude portant sur le Nitrure d'Aluminium.

Avant toutes étapes de conception, il existe un passage obligé par la simulation. Ce sera l'objet du chapitre trois. Nous détaillerons l'ensemble des modèles électriques existants aptes à prévoir le comportement d'un résonateur piézoélectrique. Ces modèles sont tous basés sur une formulation unidimensionnelle de la piézoélectricité ce qui leur confère une simplicité de mise en œuvre et d'utilisation. A partir d'une analyse unidimensionnelle, nous avons développé un autre modèle permettant de synthétiser n'importe quels types de résonateurs piézoélectriques. Nous comparerons notre modèle avec les autres en listant les avantages et les inconvénients de chacun d'eux.

Nous parlerons ensuite de la nécessité d'une modélisation bi- voir tridimensionnelle des résonateurs piézoélectriques. Dans cette optique, nous avons travaillé sur une résolution par discrétisation en différences finies des équations de la piézoélectricité en deux dimensions. Nous confronterons nos résultats avec le logiciel ANSYS. Nous analyserons les difficultés rencontrées sur cet axe de recherche et nous conclurons en donnant une perspective intéressante.

La quatrième et dernière partie de notre mémoire sera consacrée à une analyse plus approfondie des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. Par l'intermédiaire de notre modèle 1D, nous nous appliquerons à détailler le mode de fonctionnement de ces structures en insistant sur la visualisation des modes de vibrations. Pour finir, nous montrerons comment il est possible, à partir de ces différents résonateurs, de concevoir des filtres hyperfréquences.

CHAPITRE I

La piézoélectricité dans les
télécommunications microondes

I. INTRODUCTION

On trouve la piézoélectricité dans l'industrie informatique (mémoire non volatile), dans l'industrie médicale (bio-capteurs), dans les MEMS [1,2], dans de nombreux capteurs (vapeurs, température, humidité, pression). Mais le secteur des communications est le plus gros consommateur de circuits piézoélectriques hautes fréquences : filtres, duplexeurs, VCO... En effet les communications sans fils sont devenues aujourd'hui un enjeu économique et industriel incontournable. Les applications nécessitant ce type de composants sont innombrables et ne cessent de se développer. L'application la plus répandue est bien sur la téléphonie sans fil qui avec le téléphone portable est devenue un bien de consommation courant accessible à tous. A elle seule, la téléphonie mobile ne consomme pas moins de trois milliards de filtres acoustiques par an [3].

Dans ce secteur d'activité, où la concurrence est très rude, les industriels doivent sans cesse innover et proposer à leurs clients des appareils plus performants. L'augmentation des performances nécessite un accroissement du débit des données, chose qui ne peut être réalisée qu'en montant en fréquence et en augmentant la bande passante. Monter en fréquence signifie qu'il faut aujourd'hui développer des composants fonctionnant à des fréquences de l'ordre du gigahertz, voir bien plus pour certaines applications. Augmenter le débit nécessite une plus large bande et surtout un filtrage plus sélectif car les bandes de fréquence allouées par canal sont de plus en plus proches les unes des autres. Le nombre de fonctionnalité croissant sur les téléphones portables, il faut réduire la taille des composants afin de pouvoir augmenter la densité d'intégration et par la même réduire la consommation électrique.

La brique de base de tout dispositif de filtrage piézoélectrique est le résonateur. Nous allons dans ce qui suit présenter les différents types de résonateurs, les matériaux piézoélectriques utilisés dans les applications hyperfréquences, ainsi que leurs techniques de fabrication. Nous donnerons un aperçu quant au choix des électrodes métalliques, éléments essentiels pour obtenir une bonne orientation cristalline du matériau piézoélectrique et de bonnes performances pour le résonateur. Un état de l'art sur les résonateurs piézoélectriques nous permettra d'évaluer les possibilités et les performances électriques de ces structures. Nous évoquerons par la suite l'utilisation de ces résonateurs dans différents dispositifs de filtrage micro-onde. Nous terminerons avec un exemple concret d'utilisation des filtres piézoélectriques dans les duplexeurs. Mais avant tout chose, nous débutons par un bref rappel sur la piézoélectricité.

II. NOTION DE PIEZOELECTRICITE

Toute force appliquée à la surface d'un solide piézoélectrique va le déformer et donner naissance à une tension électrique mesurable entre ses faces. L'effet réciproque existe, à savoir que l'application d'un champ électrique alternatif entre les faces d'un solide piézoélectrique va exciter une onde acoustique dans le solide. Cette onde acoustique est la résultante d'une déformation mécanique du réseau cristallin qui oscille alors à une fréquence donnée, dite fréquence de résonance.

En pratique, la piézoélectricité est utilisée de deux façons :

- soit par l'excitation d'une onde acoustique transversale,
- soit par l'excitation d'une onde acoustique longitudinale.

On parle d'onde longitudinale lorsque la direction de propagation de l'onde est parallèle au déplacement des atomes du réseau cristallin. Dans le cas transverse, la direction de propagation de l'onde est perpendiculaire au déplacement des atomes.

Le phénomène de la piézoélectricité a été largement mis à profit pour la fabrication de structure oscillante, telles que des résonateurs, des transducteurs... . Le cristal piézoélectrique le plus célèbre est sans aucun doute le quartz. La fabrication d'un résonateur à quartz nécessite un morceau de cristal de quartz massif que l'on taille en fonction de la fréquence de résonance voulue. Dans le cas d'une excitation longitudinale, le résonateur est pris en sandwich entre deux électrodes métalliques (Figure I-1)

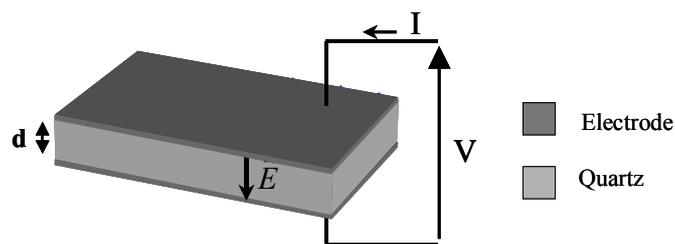


Figure I-1: résonateur à quartz

Dans cette configuration la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à l'épaisseur d du quartz:

$$f = \frac{v_a}{2d} \quad (1)$$

où v_a représente la vitesse de l'onde acoustique. Les électrodes étant de faibles épaisseurs par rapport à celle du quartz, elles ont très peu d'effet sur la fréquence de résonance. Ce type de

résonateur est appelé BAW (Bulk Acoustic Wave) ce qui signifie que l'onde acoustique se propage librement comme dans un milieu infini. Les résonateurs à quartz entrent dans cette catégorie parce que les réflexions de l'onde aux interfaces ne modifient pas sa nature. Il existe un type d'ondes particulières, dites ondes acoustiques de surface, SAW (surface acoustic waves). Ces ondes, découvertes par Lord Rayleigh, sont guidées le long de la surface du matériau. Leur amplitude décroît rapidement sur une distance normale à la surface, elles sont non dispersives et de configuration longitudinale ou transversale.

On comprend facilement qu'une montée en fréquence nécessite une diminution de l'épaisseur d . L'utilisation de cristaux massifs permet de couvrir une gamme de fréquence qui s'étend du kHz à la centaine de MHz. Pour des fréquences de l'ordre du GHz, l'épaisseur du cristal s'amenuise à quelques microns. Il est dès lors nécessaire d'avoir recours à des couches piézoélectriques déposées par des techniques relevant du domaine de la microélectronique.

Pour les applications hautes fréquences, l'équation (1) n'est plus valable. En effet, les épaisseurs de métallisation sont du même ordre de grandeur que la couche piézoélectrique. L'onde acoustique chemine alors autant dans les matériaux non piézoélectriques que dans la couche piézoélectrique. C'est pourquoi on appelle ces résonateurs: résonateurs composites.

III. LES RESONATEURS PIEZOELECTRIQUES

On distingue essentiellement deux grandes familles de résonateurs composites :

Les HBARs (High Overtone Bulk Acoustic Resonators)

Les FBARs (Film Bulk Acoustic Resonators)

III.1 HIGH OVERTONE BULK ACOUSTIC RESONATORS

Les HBARs sont constitués de deux parties distinctes :

Le matériau piézoélectrique pris en sandwich entre les deux électrodes d'excitation, appelé transducteur,

la cavité résonante dans laquelle va s'établir un système d'ondes stationnaires comme dans un interféromètre Fabry-Perot.

La cavité est constituée d'un matériau non piézoélectrique présentant un fort facteur de qualité acoustique (Figure I-2). Le transducteur, posé sur la cavité, va coupler une petite quantité de son énergie avec cette dernière. La résonance utilisée est celle de la cavité ce qui permet d'obtenir de fort facteur de qualité (20000 à 2GHz [4]). Un tel système est plutôt utilisé à hautes fréquences comme partie résonante d'un oscillateur. Les dimensions de la cavité étant très grandes par rapport à celles du transducteur (l'épaisseur du transducteur est proche de la demi-longueur d'onde), la fréquence de fonctionnement utilisée est un multiple de la fréquence fondamentale d'où le nom anglais de High Overtone Acoustic Resonator. Les dimensions, malgré tout, modestes pour ce type de résonateur (0.5mm d'épaisseur pour la cavité) [4], ainsi que l'encombrement excessif du spectre autour de la fréquence de résonance choisie ne permettent pas d'envisager leur utilisation pour des applications de filtrage hautes fréquences.

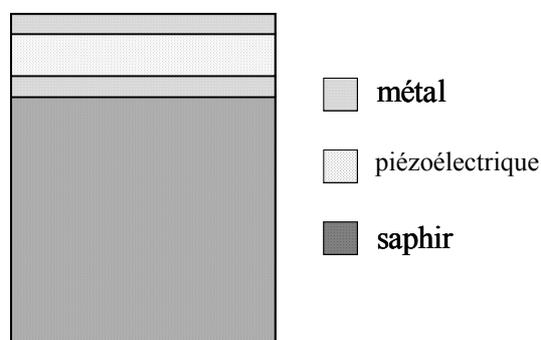


Figure I-2 HBARs

III.2 FILM BULK ACOUSTIC RESONATORS

Contrairement au système précédant, le transducteur est posé sur un substrat non piézoélectrique de faible épaisseur. Généralement, l'épaisseur du substrat est comparable à celle de la couche piézoélectrique ou plus fine. La fréquence de résonance et le facteur de qualité de ce système sont fortement liés aux propriétés acoustiques du matériau piézoélectrique, de la métallisation, ainsi qu'à celle du substrat. Un des points clefs dans le design du résonateur est la partie supportant le résonateur. Il faut jouer avec les conditions aux limites mécaniques afin de confiner l'onde acoustique dans la partie résonante, assurant ainsi une diminution des pertes acoustiques. On distingue trois configurations majeures qui sont toutes liées à un procédé microélectronique particulier :

Dans les deux premières configurations, Figure I-3 et Figure I-4, les résonateurs présentent une impédance acoustique faible à l'interface résonateur-air.

La première structure (Figure I-3) repose sur une membrane micro-usinée sur substrat massif. Les principales étapes de fabrication sont le dépôt de la partie résonateur sur le substrat puis l'élimination localisée du substrat afin d'obtenir une fine membrane sur laquelle repose le résonateur. Le silicium haute résistivité et l'arséniure de gallium sont des substrats couramment utilisés [5] et [6]. L'inconvénient de ce type de structure provient des contraintes mécaniques exercées sur la membrane, qui a tendance à se déformer et à se déchirer.

La seconde configuration (Figure I-4) nécessite la fabrication d'un gap d'air entre le résonateur et le substrat. Celui-ci est réalisé en déposant une couche sacrificielle entre le résonateur et le substrat. La dernière étape de fabrication consiste à enlever cette couche, ce qui permet au résonateur d'être suspendu au-dessus du substrat. La couche sacrificielle est généralement du SiO_2 [7,8,9]. Là encore, la structure est fragile et sa conception nécessite une parfaite maîtrise des contraintes mécaniques. Le seul réel avantage par rapport à la première configuration est que cette technique s'applique sur un plus grand choix de substrat.

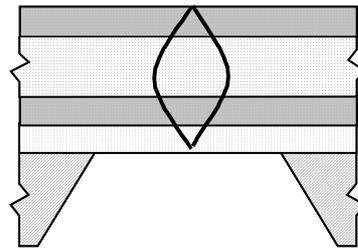


Figure I-3 Supported FBARs

- onde acoustique
- ▨ métal
- ▤ piézoélectrique
- ▧ membrane
- ▩ substrat

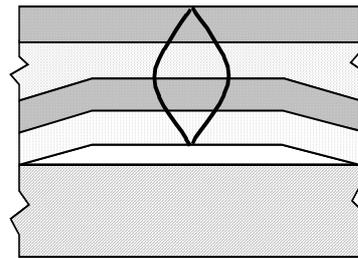


Figure I-4 Air Gap FBARs

Jae Y. Park et son équipe [10] ont réalisé un résonateur AlN suspendu sur membrane Si_3N_4 à 2 GHz. Le facteur de qualité avoisine les 1530. C'est le meilleur résultat obtenu à cette fréquence pour ce type de structure. Notons aussi qu'il est possible de réaliser des résonateurs à gap d'air sans membrane [11].

La troisième configuration de résonateur (Figure I-5) est à l'opposé du concept de membrane, puisque le résonateur est parfaitement lié au substrat. C'est ce que l'on appelle "Solidly Mounted Resonators" SMR. Il est nécessaire dans cette configuration d'isoler mécaniquement la partie résonante du substrat afin d'éviter que l'onde acoustique ne s'y atténue. En 1965, Newell fut le premier à proposer une technique de transformation d'impédance dans le but d'isoler acoustiquement le résonateur du substrat. C'est la technique du transformateur quart d'onde, où l'onde de référence est celle de la structure résonante. L'interface acoustique entre le résonateur et le substrat est composée d'un ensemble de couche d'impédance très différente (Z_1, Z_2) pour assurer l'isolation (réflecteur de Bragg). L'intérêt principal des résonateurs SMRs est qu'ils peuvent être fabriqués sur une grande variété de substrat, les propriétés acoustiques du substrat étant sans importances. Leur inconvénient majeur provient du nombre élevé de couches qu'il faut déposer pour atteindre l'isolation acoustique souhaitée, en maîtrisant parfaitement l'épaisseur des couches lors du procédé technologique.

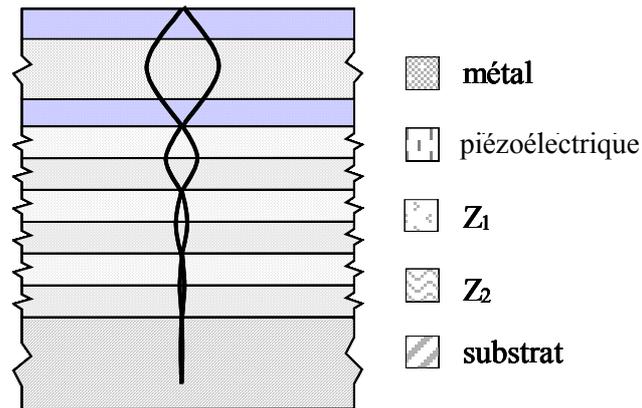


Figure I-5 SMR

Un tel résonateur a été fabriqué par G. Yoon et J.D. Park [12]. Le résonateur comprend une couche de ZnO de 1.4 μm entre deux électrodes d'aluminium. Le réflecteur de Bragg est composé de 7 couches alternées de SiO₂ (350 nm) et de tungstène (600 nm), le tout reposant sur un substrat Si (0.35mm). La résonance à 2 GHz présente un facteur de qualité de 4000 et les pertes d'insertion sont d'1 dB. Les très bonnes performances électriques proviennent à la fois de l'isolation acoustique et de la technique de dépôt du ZnO.

L'équipe de K. M. Lakin a aussi fabriqué deux résonateurs SMRs à base d'AlN avec une isolation à 9 niveaux AlN/SiO₂ [13]. L'originalité de ces résonateurs se situe dans l'utilisation du matériau piézoélectrique comme couche du réflecteur de Bragg. La fréquence de résonance du premier résonateur est de 5 GHz avec un facteur de qualité Q de 670 et le second résonne à 20 GHz avec un Q de 300. Les auteurs visent actuellement une résonance à 40 GHz.

Les résonateurs décrits précédemment sont tous dans une configuration électrique 1 port, à savoir une entrée et une référence. Il existe une autre famille de résonateurs montés dans une configuration électrique 2 ports (2 entrées et une référence). Ce sont les résonateurs à double couche piézoélectrique : Les SCs (Stacked Crystals)

III.3 STACKED CRYSTALS

Cette structure est constituée de deux couches piézoélectriques superposées l'une sur l'autre mais séparées par une électrode centrale (Figure I-6). Typiquement, l'électrode du milieu est reliée à la masse. La structure sert de filtre 1 pôle quand le signal d'entrée est appliqué entre l'électrode supérieure et l'électrode centrale ; le signal de sortie est alors

prélevé entre l'électrode inférieure et celle du milieu [14]. On parle dans ce cas là de "Stacked Crystals" SCs. Chaque résonateur a une épaisseur correspondant à une demi-longueur d'onde et donc la structure totale opère à la longueur d'onde complète (seconde harmonique). Le problème de la structure SC est que les modes alentours encombrant le spectre. Ces résonateurs sont essentiellement utilisés pour la réalisation de filtre multipôles comme nous le verrons par la suite.

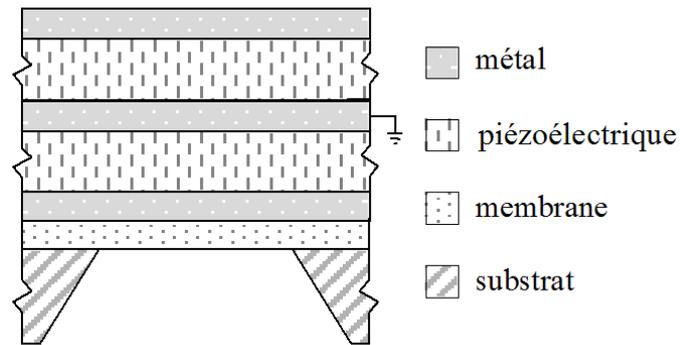


Figure I-6 SC

Après avoir passé en revue les différentes structures de résonateurs piézoélectriques, nous allons décrire rapidement la réponse fréquentielle de ces résonateurs afin d'introduire les notions de facteur de qualité et de coefficient de couplage électromécanique.

IV. REPONSE FREQUENTIELLE D'UN RESONATEUR PIEZOELECTRIQUE

La courbe ci-dessous (Figure I-7) représente l'impédance théorique d'un résonateur piézoélectrique. Contrairement à un résonateur classique (distribué, diélectrique,...), la réponse en fréquence est constituée d'une résonance (appelée aussi résonance parallèle) et d'une anti-résonance (résonance série). L'intervalle de fréquence entre la résonance et l'anti-résonance est relié à un facteur de mérite des résonateurs piézoélectriques : le coefficient de couplage électromécanique k_t . Plus cet intervalle de fréquence sera élevé, plus grand sera ce coefficient. Nous verrons par la suite que ce coefficient est utile pour déterminer quel matériau piézoélectrique choisir en fonction de l'application visée (résonateur, filtre). Comme pour tout résonateur, on définit le coefficient de qualité du résonateur. Ce coefficient permet de mesurer l'influence des différentes pertes, métalliques, diélectriques et mécaniques.

Cette définition est celle qui est classiquement utilisée [15]. Elle s'obtient à partir de la dérivée de la phase de l'impédance à la fréquence de résonance. Le résonateur piézoélectrique présentant deux résonances (même si l'une d'elle est appelée anti-résonance), on définit deux facteurs de qualité : l'un pour la résonance série, noté Q_s , l'autre pour la résonance parallèle noté Q_p .

$$Q_s = \left. \frac{f_s}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial f} \right|_{f_s} \qquad Q_p = \left. \frac{f_p}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial f} \right|_{f_p}$$

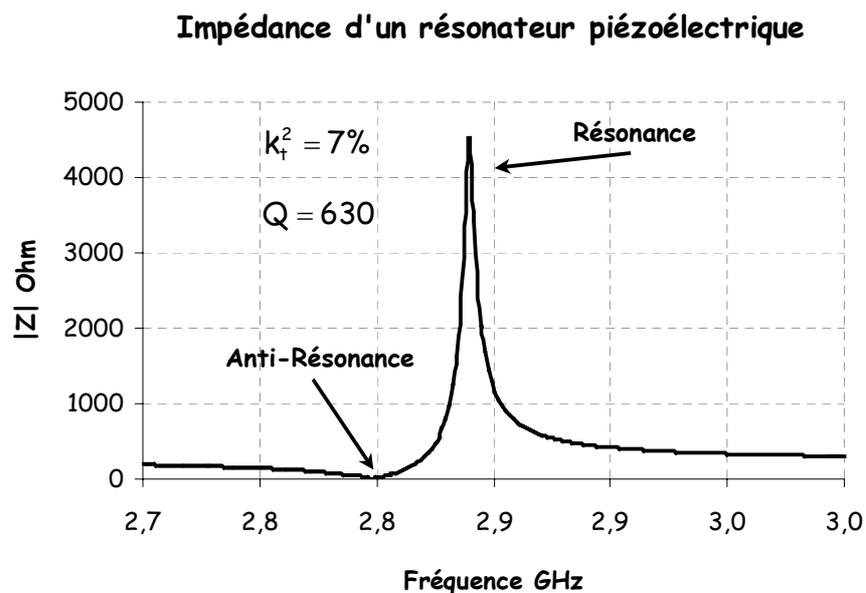


Figure I-7 : Réponse simulée en fréquence d'un résonateur piézoélectrique

V. QUEL MATERIAU PIEZOELECTRIQUE ?

Actuellement, trois matériaux piézoélectriques sont utilisés pour la réalisation de structures micro-ondes. L'AlN (Nitrure d'Aluminium) [16], le PZT (Titano Zirconate de Plomb) [17] et le ZnO (Oxide de Zinc) [18]. Le choix du matériau repose avant tout sur ses performances physiques (électriques et mécaniques), mais aussi sur le procédé de dépôt utilisé. Nous allons dans ce qui suit définir les propriétés physiques importantes des ces matériaux et établir des comparaisons entre eux afin de déterminer quel est le meilleur candidat en fonction des applications visées.

V.1 LES PARAMETRES PHYSIQUES

Les performances d'un résonateur piézoélectrique sont conditionnées par plusieurs critères auxquels doit satisfaire la couche piézoélectrique [19] :

✓ Le carré du coefficient de couplage électromécanique k_t^2 : il détermine le degré d'échange d'énergie entre le domaine mécanique et le domaine électrique. Une couche piézoélectrique avec un coefficient de couplage trop faible ne permettra pas de faire des filtres avec la bande passante requise pour les applications de téléphonie mobile. Le PZT présente le plus grand coefficient (de 8 à 15 %), suivi par le ZnO, 7 %, et l'AlN, 6.5 %.

✓ La constante diélectrique ϵ_r : le niveau de l'impédance du résonateur est déterminé par la taille des électrodes, par l'épaisseur de la couche piézoélectrique et par la constante diélectrique. Plus cette dernière sera grande, et plus la taille des résonateurs sera réduite. Cette constante diélectrique est d'environ 10 pour l'AlN et le ZnO et de 400 pour le PZT.

✓ La vitesse longitudinale du son V_a : un matériau avec une petite vitesse acoustique nécessitera une plus faible épaisseur de couche. L'AlN et le ZnO semblent meilleur de ce point de vue.

✓ Les pertes intrinsèques, mécaniques $tg\delta_m$ et diélectriques $tg\delta_d$: l'AlN et le ZnO ont fait leurs preuves dans des filtres [20,21]. Le PZT présente beaucoup trop de pertes pour être exploitable.

✓ Le coefficient de température : La couche piézoélectrique étant la pièce maîtresse de la résonance, la dérive en température de ses propriétés physiques aura une grande influence sur le maintien de la fréquence de résonance. L'AlN possède un coefficient beaucoup plus faible que le ZnO.

D'autres paramètres physiques ont une influence indirecte sur les performances des résonateurs :

✓ Une forte conductivité thermique σ_t permet une bonne tenue en puissance du matériau piézoélectrique, condition nécessaire à l'intégration des filtres FBARs dans les duplexeurs. L'AlN s'avère être un bon conducteur thermique.

✓ Un environnement humide peut dégrader les performances de la structure. Le matériau piézoélectrique doit donc être très stable chimiquement. Le ZnO ne l'est pas, au contraire de l'AlN.

✓ La tension de claquage est aussi un paramètre déterminant. Elle est liée à la bande interdite du diélectrique ainsi qu'au défaut de densité de la couche épitaxiée.

Le choix final du matériau piézoélectrique dépend avant tout de l'environnement technologique dans lequel il va être intégré. Les résonateurs et filtres piézoélectriques industriels seront fabriqués dans des centrales technologiques destinées aux matériaux semi-conducteurs. Il faut de ce fait écarter tout risque de contamination provenant de la couche piézoélectrique. Le Zinc, le Zirconium et Plomb sont des matériaux à fort risque de contamination du fait de leur influence néfaste sur la diminution de la durée de vie des porteurs, et sont donc proscrits des salles d'intégration CMOS. L'AlN ne développe aucun problème de cet ordre.

Tableau de comparaison :

	AlN	ZnO	PZT
Constante Diélectrique	~ 10	~ 10	~ 400
k_t^2	6.5%	7%	8 à 15 %
Vitesse Acoustique m/s	10400	6400	4700
Environnement Humide	oui	non	non
Intégration CMOS	oui	non	non

Tableau I-1 : Comparaison des matériaux

Ainsi, même si d'un point de vue électrique l'AlN ne semble pas être le candidat le mieux placé pour l'obtention des meilleures performances en terme de filtrage, il reste le seul matériau piézoélectrique capable de répondre à la fois aux exigences d'intégration dans des procédés de microélectroniques existants et aux exigences d'un cahier des charges imposé par la réglementation sur les télécommunications.

Ce matériau, comme n'importe quel matériau piézoélectrique dédié aux applications hyperfréquences, nécessite d'être déposé en couche mince. Nous allons, dans ce qui suit, décrire quelques-uns des procédés technologiques employés pour sa fabrication.

V.2 LES TECHNIQUES DE DEPOT

La réalisation d'un résonateur piézoélectrique hautes fréquences nécessite la croissance d'un film mince piézoélectrique. L'épaisseur de ce film varie entre une centaine de nanomètre et 1 à 2 micromètres. La couche piézoélectrique, élément moteur du dispositif, doit être parfaitement épitaxiée et monocristalline. Il faut pour cela avoir recours à des techniques de dépôt que nous allons rapidement décrire.

Les principales méthodes utilisées pour fabriquer des films minces sous vide font appel à la technique de dépôt en phase vapeur chimique, CVD (Chimical Vapor Deposition) ou en phase vapeur physique, PVD (Physical Vapor Deposition) [22].

Le dépôt en phase vapeur chimique est une méthode dans laquelle le ou les constituants d'une phase gazeuse réagissent pour former un film solide déposé sur un substrat. Le film est obtenu par réaction chimique entre la phase vapeur et le substrat chauffé. Parfois la réaction chimique nécessite d'être activée par un plasma. Cette méthode s'appelle CVD

plasma ou PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Les inconvénients de cette technique sont nombreux : film peu dense, contamination par des gaz issus de la réaction chimique et le système de dépôt est assez lourd à mettre en œuvre.

Les techniques de dépôt par voie physique (PVD) sont nombreuses. Leur point commun est l'obtention d'un film mince par condensation d'un faisceau de particules (ions ou atomes) sur un substrat. Ce type de dépôt présente beaucoup d'avantages par rapport au dépôt CVD. Les films sont denses, le processus est facile à contrôler et il n'y a pas ou peu de pollution. On dénombre 4 méthodes de dépôt selon le procédé utilisé pour générer le faisceau de particules. La génération peut se faire à l'aide d'un canon à ions, d'une décharge électrique, par pulvérisation ou par ablation laser. Nous allons décrire succinctement deux de ces méthodes puisqu'elles ont servi à la réalisation des résonateurs présentés dans ce mémoire : la pulvérisation cathodique DC et l'ablation laser.

V.2.1. LA PULVERISATION CATHODIQUE

La pulvérisation cathodique DC est largement employée pour des raisons de compatibilité avec les filières technologiques silicium (température de process $< 100^{\circ}\text{C}$). Une cible, constituée du matériau à déposer, est placée dans une enceinte à vide, ainsi que le substrat hôte sur lequel va croître le film. L'enceinte est remplie par un gaz réactif ou non. On polarise négativement la cible tandis que le substrat d'accueil est relié à la masse. Sous l'effet d'un champ électrique, quelques électrons sont extraits de la cible et sont accélérés jusqu'au substrat créant ainsi une décharge. Ces électrons ionisent dans leur course les atomes du gaz présent dans l'enceinte et il en résulte la création d'ions positifs qui sont attirés vers la cible. Les ions pulvérisent cette dernière et lui arrachent des atomes ainsi que des électrons qui participeront à leur tour au processus d'ionisation. Les atomes libérés de la cible se condensent sur les parois de l'enceinte ainsi que sur le substrat hôte ce qui crée un film mince (Figure I-8).

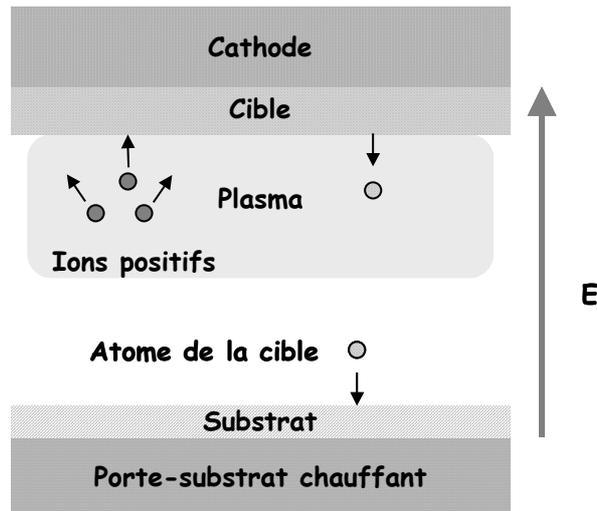


Figure I-8 : Pulvérisation cathodique DC

V.2.2. L'ABLATION LASER

La seconde technique de dépôt employée dans notre étude est l'ablation laser (PLD Pulses Laser Deposition ou déposition par laser pulsé). Cette technique est moins répandue actuellement dans l'industrie que la précédente. C'est une technique récente, non totalement maîtrisée et qui manque encore de maturité. Elle permet d'obtenir des matériaux de meilleure qualité pour de plus basses températures d'élaboration.

Une enceinte ultravide contient une cible, toujours constituée des atomes à déposer, et un substrat d'accueil. Des impulsions laser, collimatées par une lentille, impactent la cible, ce qui provoque une éjection de matière (Figure I-9). Les atomes arrachés se condensent en un panache qui migre vers le substrat et s'y dépose. Le nombre d'impacts lasers détermine l'épaisseur de la couche. Les qualités physico-chimiques de la couche sont fonctions de paramètres gérés par l'expérimentateur, à savoir :

- Pression dans l'enceinte
- Température du substrat
- Fluence du laser, c'est à dire la densité d'énergie qu'il fournit lors de l'impact
- La fréquence des pulses lasers (quelques dizaines de Hertz dans notre cas)
- La pureté atomique de la cible

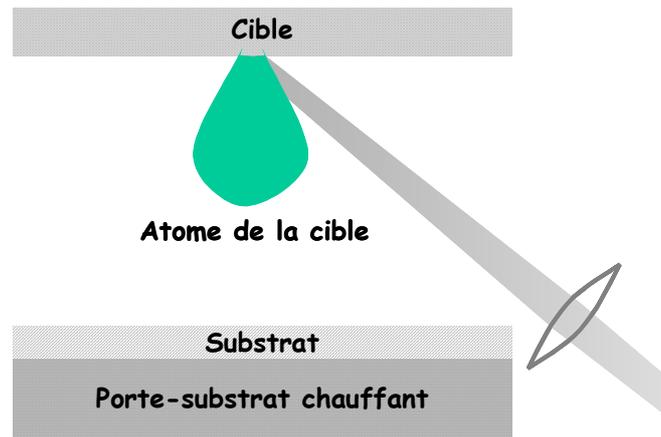


Figure I-9 : PLD

V.3 LE CHOIX DE L'ELECTRODE METALLIQUE

Le mode opératoire du dépôt du film piézoélectrique (température, pression ...) conditionnera la qualité du film piézoélectrique. Cette qualité est définie par deux critères essentiels, l'un physique, lié à l'orientation cristalline de la couche et l'autre, le coefficient de couplage électromécanique, lié à la faculté que possède la couche piézoélectrique à transformer l'énergie mécanique en énergie électrique. Comme nous le verrons au chapitre suivant, l'effet piézoélectrique apparaît selon une direction cristallographique bien spécifique au matériau. La couche piézoélectrique doit être orientée correctement par rapport aux électrodes métalliques pour qu'il soit possible d'exciter l'onde acoustique à l'origine de la résonance électrique. On s'aperçoit par l'intermédiaire des études cristallographiques, que l'on ne peut associer n'importe quel métal avec n'importe quel matériau piézoélectrique. En outre, l'onde acoustique cheminant autant dans le film piézoélectrique que dans le métal, il est nécessaire de tenir compte des qualités mécaniques des métaux. Il s'ensuit que certains métaux seront meilleurs que d'autres d'un point de vue mécanique (rigidité) mais moins bons d'un point de vue électrique (résistivité).

S'ajoute à cela la nécessité de la compatibilité technologique (température, pression, humidité) entre les techniques de dépôt employées pour le métal et celles utilisées pour la croissance du film piézoélectrique. On comprend de ce fait qu'il est très difficile d'avoir toutes les conditions requises pour l'obtention des meilleures performances électriques, performances évaluées par l'intermédiaire du facteur de qualité.

Par exemple, les auteurs [23] ont étudié l'impact de l'électrode inférieure sur le comportement électrique d'un résonateur à base d'AlN. Il en ressort que l'orientation du film

d'AlN est fortement dépendante du substrat métallisé sur lequel le film va croître. Quatre métaux différents ont été testés : Al, Cu, Ti, Mo. Les critères de comparaison sont de deux ordres :

✓ physiques, par différentes techniques d'analyse couramment utilisées, telles que la diffraction des rayons X afin de déterminer l'orientation cristalline de la couche épitaxiée, ainsi que son coefficient de texture (TC). La taille des grains est aussi calculée à partir de la méthode FWHM (full-width half maximum) appliquée au pic de diffraction correspondant à l'orientation préférentielle de l'AlN : (002).

La morphologie de surface et des vues en coupe du film d'AlN sont obtenues par "field emission scanning electron microscopy" ou FE-SEM.

La rugosité de la surface est étudiée à l'aide d'un microscope à force atomique.

✓ Electriques, par des mesures du coefficient de réflexion S11 des résonateurs fabriqués.

Les mesures physiques sont comparées à celles obtenues lors du dépôt de l'AlN sur un substrat Si d'orientation (111). Le Mo se révèle être le meilleur candidat sur tout les points de mesure :

TC = 93 % (le plus élevé, proche de celui du silicium)

Taille de grain 40 nm (les plus gros observés)

Rugosité de surface de 8.5 nm (la plus faible)

Pertes en réflexions de -10 dB

La dégradation des performances de l'AlN déposé sur les autres métaux s'explique par la contrainte résiduelle (stress) du film piézoélectrique. Cette contrainte provient d'un désaccord de maille entre le métal et l'AlN, ainsi que d'une différence entre les coefficients d'expansion thermique des matériaux. Le Mo présente le plus faible désaccord de maille estimé à 0.87%. De plus l'AlN et le Mo possèdent le même coefficient de dilatation thermique.

Le classement final des matériaux en fonction de leur aptitude à conserver les propriétés de l'AlN est par ordre croissant :

Al, Cu, Ti, Mo

Même si cette étude est spécifique à un matériau piézoélectrique donné, elle donne un aperçu du travail à accomplir pour obtenir des résonateurs de plus en plus performants. Cette augmentation des performances passe par l'amélioration des procédés technologiques de fabrication, de mesure et par la recherche constante de nouveaux matériaux (piézoélectriques, métalliques ...).

VI. ETAT DE L'ART SUR LES RESONATEURS PIEZOELECTRIQUES

La multiplicité des choix quant aux types de résonateur, aux techniques de dépôt, aux matériaux piézoélectriques et aux électrodes métalliques implique qu'il existe une multitude de configurations possibles dans la conception d'un résonateur. Nous avons répertorié dans le tableau qui suit un état de l'art sur les résonateurs piézoélectriques hautes fréquences.

Trois matériaux ont retenu notre attention : l'AlN, le PZT et le ZnO. Le choix du matériau est fonction de l'environnement de fabrication (différentes techniques de dépôt), de l'environnement technologique (CMOS, BiCMOS ...) dans lequel le résonateur sera utilisé et de l'application visée. Le choix du type de résonateur (Air Gap, SMR, Membrane) dépend aussi de l'application visée, du nombre d'étapes technologiques souhaitées et des performances désirées. Nous avons retenu trois autres critères pour évaluer les résonateurs piézoélectriques : la fréquence de résonance, le carré du coefficient de couplage électromécanique et le facteur de qualité du résonateur. Nous aurions souhaité compléter notre étude en indiquant les épaisseurs des différentes couches ainsi que le procédé de dépôt utilisé, mais l'absence d'information dans les publications ne le permettait pas.

Résonateurs mono couche piézoélectrique												
type de structure			matériaux				performances			info		
Mb	AG	SMR	métal	piézo	membre/Bragg/CS	substrat	fréq GHz	k_t^2 %	Q	année	réf	
●			Al	ZnO	SiO ₂	Si	0,5	3	9000	1981	[26]	
●			Al	AlN	AlN	AsGa	1	?	2000	1983	[6]	
	●		?	ZnO	?	?	1,5	4,8	350	1995	[8]	
		●	Al	AlN	5 AlN/SiO ₂	Si	2,15	5	350	1999	[24]	
		●	Al	ZnO	7 W/SiO ₂	Si	2	?	4000	2000	[12]	
●			?	ZnO	Si ₃ N ₄	Si	1,5	7	350	2001	[5]	
●			?	PZT	Si ₃ N ₄	Si	1,5	19,8	54	2001	[5]	
●			Cr	AlN	SiO ₂	Si	1,7	2,4	90	2001	[25]	
●			Pt	AlN	?	Si	2,1	?	577	2002	[3]	
		●	Pt/Al	AlN	?	Si	2,6	5,3	580	2002	[16]	
		●	Pt/Al	AlN	?	Si	9	4	280	2002	[16]	
●			Al	ZnO	rien	Si	1,5	6,8	1322	2002	[11]	
			Pt/Ti	AlN	Ge	Si	2	5,36	780	2003	[9]	
●			Mo	AlN	Si ₃ N ₄	Si	1,9	7	1530	2003	[10]	
●			Au	ZnO	SiO ₂	Si	1,8	?	500	2003	[27]	
		●	Co	ZnO	4 W/SiO ₂	Si	1,8	?	6000	2003	[28]	
		●	Al	ZnO	4 W/SiO ₂	Si	1,8	?	5000	2003	[28]	
Résonateurs bi couche piézoélectrique												
type de structure			matériaux				performances			info		
Mb	Air Gap	SMR	métal	piézo	membre/Bragg	substrat	fréq	k_t^2 %	Qo	année	réf	
●			Al/Ti	AlN	?	AsGa	3,5	?	?	2001	[6]	
		●	Al	AlN	9 AlN/SiO ₂	Si	4,8	?	667	2002	[29]	
		●	Al	AlN	9 AlN/SiO ₂	Si	19,1	?	300	2002	[29]	

Mb = membrane
 AG = Air Gap (Air Bridge)
 SMR = Solidly Mounted Resonators
 CS = couche sacrificielle
 k_t^2 = carré du coefficient de couplage électromécanique
 Q = facteur de qualité électrique

Tableau I-2 : Analyse bibliographique

A la lecture de ce tableau, on s'aperçoit que la conception de résonateur à film piézo-électrique n'est pas une chose nouvelle puisque l'un des premiers résonateurs ZnO sur membrane (500 MHz) date de 1981 [26].

Plusieurs points ont retenu notre attention :

✓ La montée en fréquences de la résonance s'accompagne d'une diminution du facteur de qualité électrique. Or, si l'on suppose que l'orientation cristalline du matériau piézoélectrique est meilleure lorsque l'épaisseur du film est mince (croissance plus homogène), on peut être surpris par les résultats obtenus. Nous ne pouvons tirer de conclusions précises là-dessus car nous ne disposons pas des informations nécessaires. En effet, il aurait fallu connaître le rapport entre l'épaisseur de la couche piézoélectrique et l'épaisseur de la métallisation pour tous les résonateurs. On peut tout de même supposer que dans le cas des résonateurs à très hautes fréquences (9 GHz, 20 GHz), l'épaisseur de la couche piézoélectrique doit sensiblement égaler celle de la métallisation. Les pertes acoustiques sont donc majoritairement dues au métal.

✓ Les résonateurs SMRs ont incontestablement des facteurs de qualité très supérieurs aux autres configurations. Le réflecteur de Bragg constitué par le couple W/SiO₂ semble très performant.

✓ La grande disparité du facteur de qualité des résonateurs sur membrane peut avoir deux origines :

Dans certain cas, le rapport de l'épaisseur de la couche piézoélectrique sur l'épaisseur de la membrane est proche ou inférieur à 1. Les pertes acoustiques sont dues alors pour l'essentiel à la membrane.

La qualité de l'orientation cristalline du film piézoélectrique influe aussi de façon prépondérante sur le facteur de qualité. Une mauvaise orientation cristallographique conduira à un faible couplage électromécanique.

Cette étude bibliographique fait ressortir plusieurs points importants à prendre en compte dans la conception d'un résonateur piézoélectrique :

- Le choix du film piézoélectrique
- Son orientation cristallographique qui doit être parfaite

- Le choix de l'électrode métallique est primordial (accord de maille, pertes mécaniques, ...)
- Le résonateur doit être isolé acoustiquement du reste de la structure (substrat d'accueil)
- Le design du résonateur, c'est-à-dire la forme géométrique des électrodes, nécessite d'être étudié afin d'éviter l'apparition de modes de résonance parasites [10].
-

Toutes ces remarques nous servirons de point de départ dans la conception et le design de nos résonateurs piézoélectriques hautes fréquences.

VII. LES FILTRES PIEZOELECTRIQUES

Les ondes acoustiques se propagent beaucoup moins vite que les ondes électromagnétiques (11000 m.s^{-1} contre 3.10^8 m.s^{-1}), les résonateurs FBARs et les SAWs sont beaucoup plus petits que les structures électromagnétiques, même celles à base de matériau à forte permittivité. Ces résonateurs acoustiques sont donc très utilisés pour la réalisation de filtre passe bande dans les dispositifs nécessitant une forte intégration.

Aujourd'hui de nombreux systèmes radio tirent avantages des grands facteurs de qualité des filtres SAWs [30] capables de remplir parfaitement leur rôle dans les étages de filtrage RF et IF. Cependant ils ont atteint leur taille minimale. De part leurs grandes dimensions, ils ne peuvent être intégrés sur la même puce avec d'autres circuits actifs. Une des solutions pour remédier à ce problème est l'utilisation des filtres passe bande miniatures constitués de résonateurs FBARs, qui offrent une plus grande capacité d'intégration. Grâce aux progrès de la microélectronique des couches minces, ces filtres ont aujourd'hui les mêmes performances que les SAWs en terme de facteur de qualité et de pertes d'insertion.

Ces filtres sont conçus par une juxtaposition de résonateurs. Ces résonateurs sont couplés soit électriquement, soit mécaniquement. On classe les filtres passes bandes multipôles dans deux catégories principales :

Les SCFs (Stacked Cristal Filters)

Les LFs (Ladder Filters et Lattice Filters)

Les SCFs utilisent un couplage mécanique et électrique des résonateurs. Le couplage mécanique a lieu à l'intérieur même du résonateur SC, tandis que le couplage électrique est réalisé par un montage série des résonateurs SCs.

Les LFs sont basés sur un couplage électrique des résonateurs. Ces derniers sont montés en configuration série ou parallèle comme dans le cas du filtre en échelle ou en configuration croisée comme dans la configuration treillis.

VII.1 COUPLAGE ELECTRIQUE DES RESONATEURS

VII.1.1. LES FILTRES EN ECHELLE (LADDER)

Comme le montre la Figure I-10, le filtre en échelle est constitué de résonateurs FBARs qui sont montés, soit en série, soit en parallèle. L'association en échelle des résonateurs permet la réalisation de fonctions de filtrage "balanced" (Figure I-11).

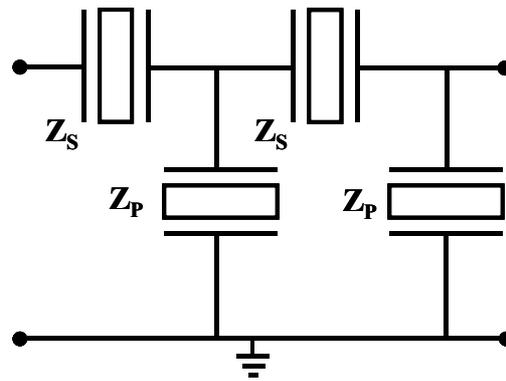


Figure I-10 Filtre en échelle

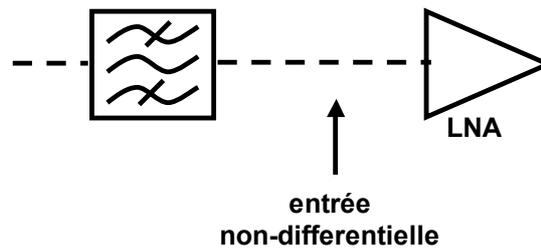


Figure I-11 Filtre en échelle dans un système de réception W-CDMA

Chaque résonateur représente un pôle et plus le nombre de résonateurs est important, plus la réjection hors bande est élevée (Figure I-13). Les pertes d'insertion d'un tel filtre sont liées non seulement au facteur de qualité des résonateurs, mais aussi à la précision de la fréquence de résonance de chaque type de résonateurs. En effet, Les résonateurs "série" ne doivent pas présenter la même fréquence de résonance que les résonateurs "parallèle", la bande passante du filtre étant liée au décalage entre la résonance série et la résonance parallèle du résonateur. De ce fait, elle est directement fonction du coefficient de couplage électromécanique. Pour minimiser les pertes d'insertion, il faut que la fréquence de résonance du résonateur parallèle soit la même que la fréquence d'anti-résonance du résonateur série. La réjection hors bande est déterminée par le coefficient de réflexion S11 des résonateurs séries et par le coefficient de transmission S21 des résonateurs parallèles [5]. Comme pour les résonateurs, les filtres en échelle sont, soit sur membrane, soit sur substrat massif, chacune des configurations ayant ses avantages et ses inconvénients.

La Figure I-12 présente des résultats expérimentaux [31]. Le résonateur de base est constitué d'AlN, d'électrodes de platine et d'une membrane SiO₂. Le filtre est dit à 2.5 étages (un étage de filtrage correspond à une impédance série plus une impédance parallèle). Les pertes d'insertion sont de 2.36 dB et la bande passante de 51 MHz.

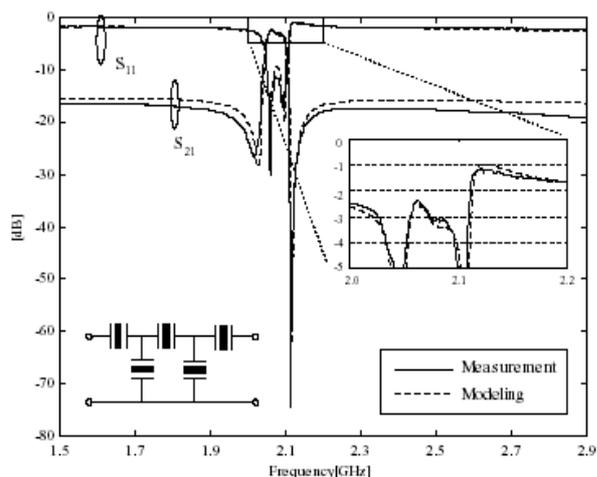


Figure I-12

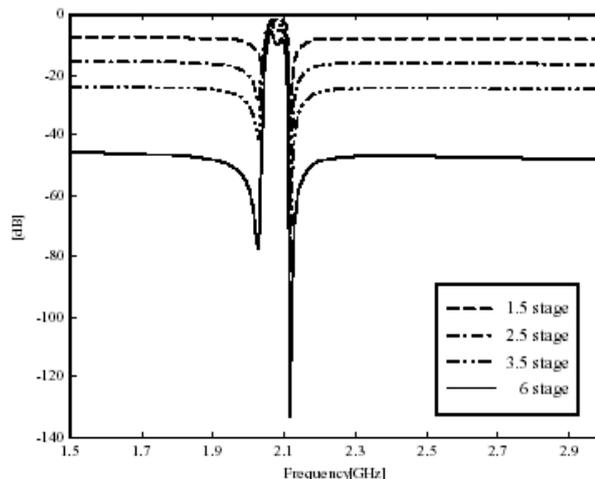


Figure I-13

Notons aussi que des filtres en échelle ont été réalisés à base de résonateurs ZnO et de résonateurs PZT. La bande des premiers filtres est deux fois plus étroite que celles des seconds (100 MHz à 1.5 GHz), ce qui est du à la différence du coefficient de couplage électromécanique des deux matériaux ($k_t^2 \approx 19.8\%$ pour le PZT et $k_t^2 \approx 7.8\%$ pour le ZnO). Ces filtres ont de très fortes pertes d'insertion de l'ordre de 6 dB.

Les filtres en échelles sont aujourd'hui fabriqués pour des applications de téléphonie mobile couvrant la bande de fréquence 500 MHz - 3.5 GHz. Les deux matériaux piézoélectriques les plus employés sont pour ce type de filtre l'AlN et le ZnO, ce qui implique une bande passante limitée entre 0.5 et 5%. Ces filtres sont classés parmi les filtres à bande très étroite. La Figure I-14 montre le compromis bande passante, pertes d'insertion et réjection hors bande inhérent à ce type de filtre [3].

L'inconvénient prépondérant de ce type de filtre est que pour des fréquences plus élevées, le décalage entre la fréquence série et la fréquence parallèle devient critique et difficilement contrôlable de part les faibles épaisseurs des couches piézoélectriques.

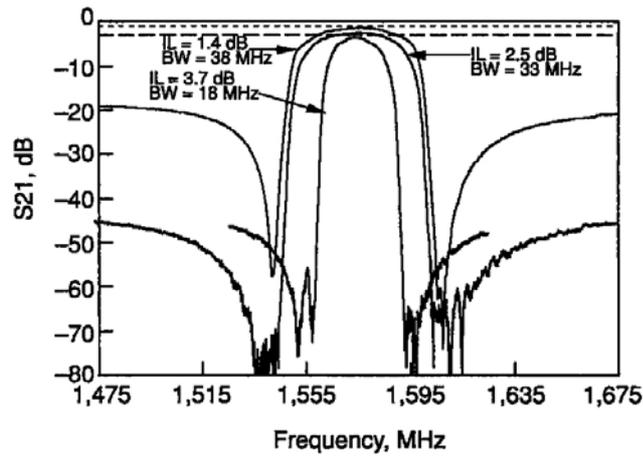


Figure I-14 : Réponse en transmission typique du filtre en échelle

VII.1.2. LES FILTRES EN TREILLIS

L'association en treillis des résonateurs permet la réalisation de fonctions de filtrage "unbalanced".

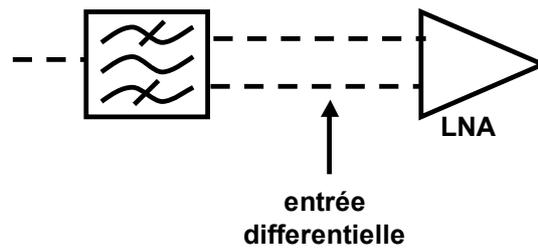


Figure I-15 Filtre en treillis dans un système de réception W-CDMA

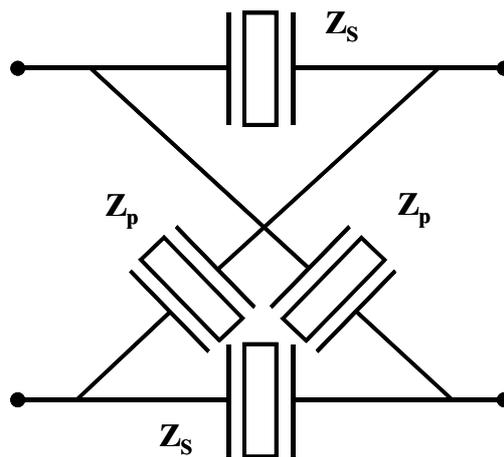


Figure I-16 Filtre en treillis

Ces filtres sont construits à partir d'une association de résonateur série et parallèle, identiques à ceux utilisés dans le filtre en échelle.

VII.2 COUPLAGE MECANIQUE DES RESONATEURS

VII.2.1. LES FILTRES SCFs

Les filtres SCFs trouvent leur utilité dans les applications à plus hautes fréquences (6-12 GHz), où de faibles dimensions sont requises et où un fort taux de réjection hors bande est nécessaire. Le filtre est constitué de résonateurs SCs identiques connectés électriquement en entre eux.

La fabrication de ce type de filtre est plus complexe car il faut déposer deux couches de matériau piézoélectrique. Mais l'ajustement de la fréquence de résonance est plus aisé, puisqu'il suffit de retoucher l'épaisseur de l'électrode du dessus pendant la fabrication.

Il est possible d'obtenir un très fort taux de réjection hors bande sans pénaliser les pertes d'insertion. La Figure I-17 présente les performances d'un filtre SCF quatre pôles [32].

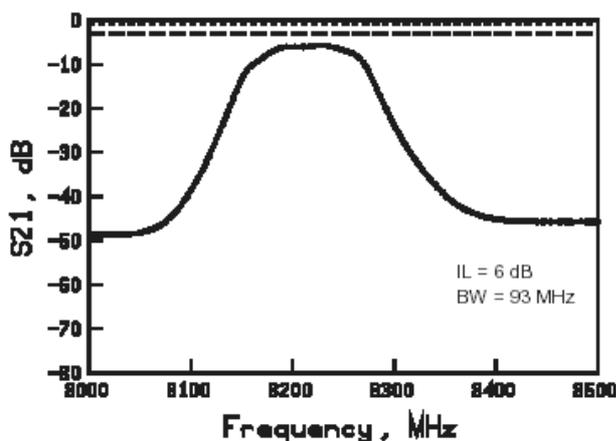


Figure I-17 : Filtre SCF quatre pôles

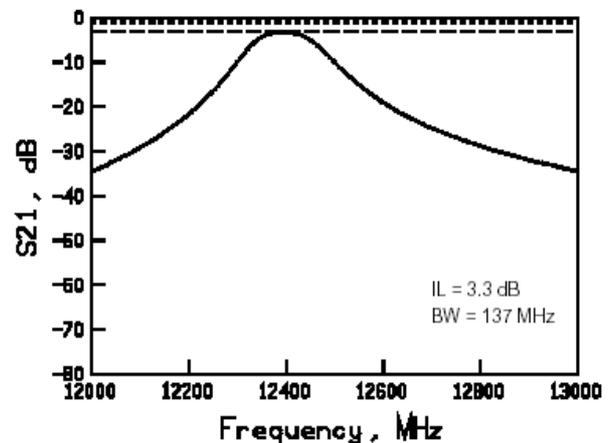


Figure I-18 : Filtre SCF deux pôles

Les auteurs ont connecté 4 résonateurs SCs en série dont les caractéristiques sont les suivantes : épaisseur de 30 nm pour les électrodes en aluminium et de 0.6 μm pour l'AlN. Chaque résonateur SCs occupe 50 μm^2 de surface.

La Figure I-18 montre un filtre 2 pôles réalisés par les mêmes auteurs à 12.4 GHz [31]. La réjection est moins importante du fait du nombre réduit de pôles par rapport au filtre quatre pôles. On notera aussi une différence importante des pertes d'insertion avec le filtre quatre pôles. L'amélioration provient en partie d'une plus grande épaisseur des électrodes (50 nm) ce

qui a eut pour effet de minimiser les pertes électriques. La taille effective du filtre (hormis les accès nécessaires à la mesure sous pointe) est de $22 \mu\text{m} * 44 \mu\text{m}$.

La réponse d'un filtre SCF peut être améliorée par l'utilisation d'un réflecteur de Bragg pour limiter la bande passante. La Figure I-19 montre la réponse expérimentale d'un filtre GPS deux pôles. Le cahier des charges imposait un très fort niveau de réjection (-50 dB) aux fréquences des téléphones portables émettant à 800 MHz et 1.8 GHz et de très faibles pertes d'insertion à la fréquence GPS L1. Comme on peut le voir sur l'analyse large bande de la Figure I-19, l'inconvénient de ce type de filtre provient de son encombrement spectral.

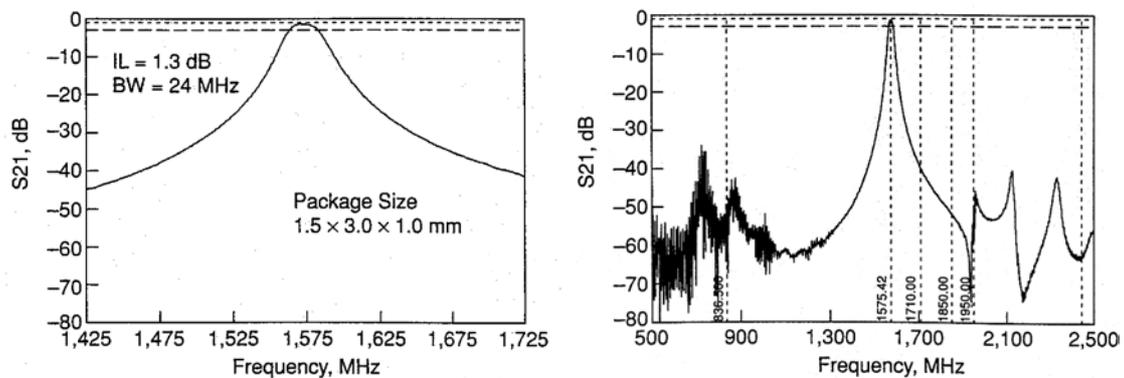


Figure I-19 : Réponse d'un SCF deux pôles pour le GPS

VII.2.2. LES FILTRES CRF

Le problème de la largeur fixe de la bande passante, point critique sur les structures SCFs, est résolu par la diminution du couplage entre les deux résonateurs superposés. Pour un couplage donné, les deux résonateurs interagissent alors comme deux résonateurs indépendants, plutôt que comme un seul résonateur fonctionnant sur un mode d'ordre supérieur. La configuration résultant de ce découplage est appelée "Coupled Resonator Filters" CRFs. Le couplage entre les deux résonateurs est contrôlé par l'intermédiaire d'une couche acoustique insérée entre eux (Figure I-20) [32].

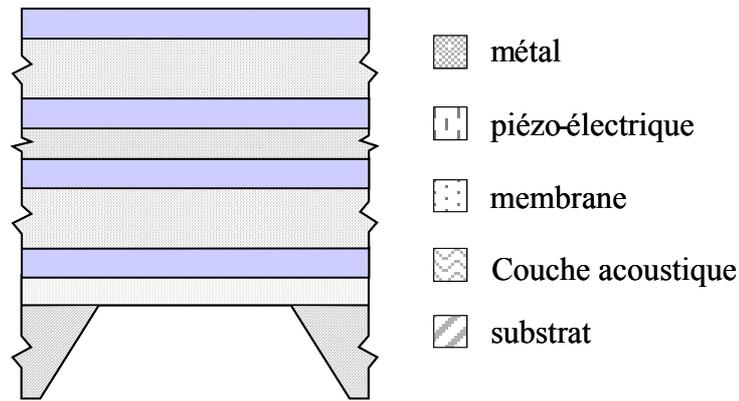


Figure I-20 : Coupled Resonator Filter

D'un point de vue micro-onde classique, le filtre SCF est analogue à une cavité microonde avec des boucles de couplage en entrée - sortie. Le filtre CRF est pour sa part assimilable à deux cavités couplées par un iris, par exemple, pour limiter le couplage entre les deux résonateurs. La Figure I-21 nous présente la réponse d'un filtre CRF centré à 1.960 GHz (téléphone cellulaire). La bande passante à -3 dB est de 67 MHz, ce qui correspond aux normes en vigueur. La bande passante à -1 dB de 60 MHz ainsi que la faible ondulation dans la bande suggèrent que ce filtre puisse être utilisé pour des applications CDMA (Code Division Mutiple Access).

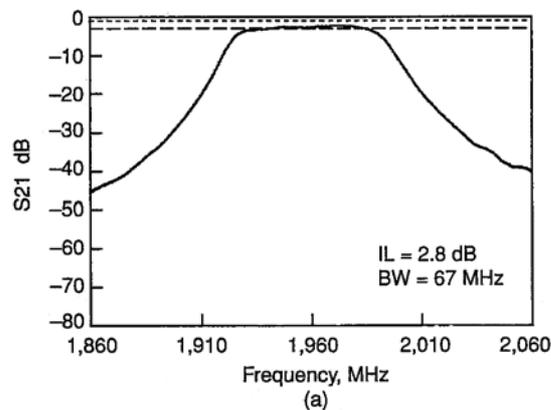


Figure I-21 : Réponse d'un filtre quatre pôles CRF

VII.3 CONCLUSION

Sur la Figure I-22, K.M. Lakin a représenté sur le même graphique les gabarits typiques des trois types de filtre dont nous venons de parler [31].

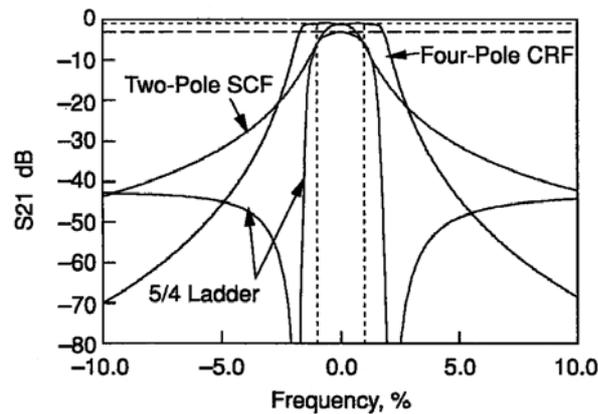


Figure I-22 : Gabarits typiques des différents filtres

Les filtres en échelle sont les meilleurs candidats pour la conception de filtres à bande très étroite, puisque le nombre de résonateurs, autrement dit de pôles, peut être augmenté jusqu'à obtenir la réjection voulue. Les filtres SCFs ont l'avantage par leurs faibles pertes d'insertion, leur petite taille et la possibilité d'une bande passante plus large par l'utilisation d'inductances. Mais les filtres CRFs, pour une même taille que les filtres SCFs, offrent une bande passante double par rapport aux deux autres types de filtres. Par contre, l'encombrement spectral large bande est plus important pour les configurations SCFs et CRFs et la réalisation pratique de ces filtres nécessite plus d'étapes technologiques que pour les filtres en échelle.

Il est bien sûr possible de connecter électriquement ces différents filtres afin d'obtenir la sélectivité souhaitée.

VII.4 EXEMPLE D'UTILISATION DES FILTRES PIEZOELECTRIQUES : LE DUPLEXEUR

Tous les téléphones mobiles ont besoin de filtres RF pour protéger des interférences la partie réceptrice RX de la partie émettrice TX [33]. Jusqu'à présent, ces fonctions de filtrage étaient réalisées par des filtres SAWs [30,34]. Ces derniers ayant atteint leurs limites, ils sont peu à peu remplacés par les filtres FBARs, plus performants :

- ✓ Filtres de dimensions deux fois plus petites
- ✓ Robustesse supérieure face aux ESD (electrostatic discharges)
- ✓ Tenue en puissance supérieure à 3W pour une fréquence de fonctionnement à 2 GHz.
- ✓ Dérive fréquentielle par rapport à la température divisée par deux comparativement aux SAWs.

Les bandes de fréquences allouées pour les systèmes de télécommunications mobiles varient suivant les pays, mais elles se situent toutes dans la tranche 400 MHz - 2.2 GHz. La bande passante est typiquement de l'ordre de 20 à 75 MHz. La bande TX est située en dessous de la bande RX, à seulement 20 MHz. A l'intérieur de cet intervalle de 20 MHz, un filtre RX doit passer de 15 dB d'atténuation à au maximum 3 dB. Pour remplir un tel cahier des charges, le filtre doit être très faibles pertes et avoir un facteur de qualité à vide supérieur à 400. Les filtres TX sont aussi soumis à de telles contraintes.

Le système de téléphonie européen GSM fonctionne sur un multiplexage temporel entre le signal émis et le signal reçu. L'antenne d'un système GSM est raccordée aux filtres RX et TX via un switch. L'isolation entre l'émission et la réception est donc facilement réalisable. En comparaison, les systèmes CDMA et W-CDMA utilisés aux USA et le standard européen de troisième génération, fonctionnent en mode "full duplex", ce qui signifie que le téléphone reçoit et émet en même temps. Ce mode opératoire contraint à l'utilisation d'antenne dite antenne-duplexeur, qui sont constituées de filtre de réception et d'émission ultra sélectifs pour que très peu de puissance provenant du dernier étage d'amplification remonte vers le filtre RX et pour que le signal de réception de l'antenne provenant du filtre RX soit acheminé vers l'amplificateur avec très peu de pertes.

Les schémas ci-dessous présentent un exemple d'architecture de duplexeur (Figure I-25) réalisé par l'institut de technologie électronique de Séoul [35]. Le duplexeur est constitué d'un filtre d'émission (Figure I-23), d'un filtre de réception (Figure I-24) et d'une ligne à retard. La taille du duplexeur est de 5.6*11.6mm*1.6mm en boîtier. Les fréquences centrales des filtres sont à 1.88 et 1.96 GHz. Les performances sont très bonnes avec 1.5 dB de pertes d'insertion, 10 dB de pertes en réflexion, et une bande passante de 70 MHz.

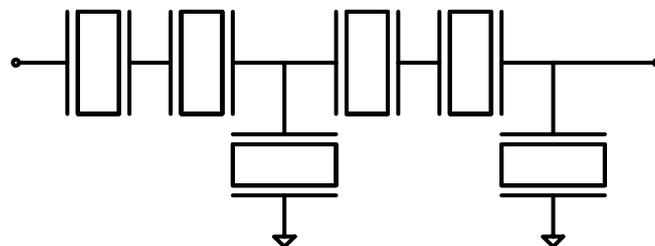


Figure I-23 Tx : Filtre en échelle à deux étages pour transmetteur

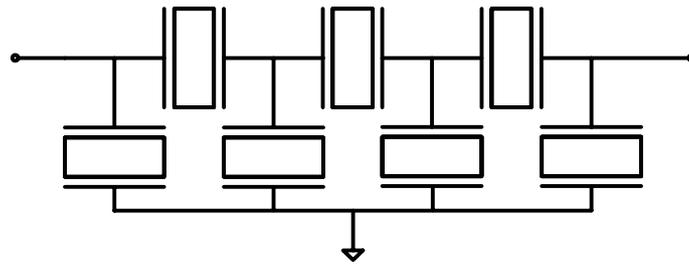


Figure I-24 Rx : Filtre en échelle à 3.5 étages pour récepteur

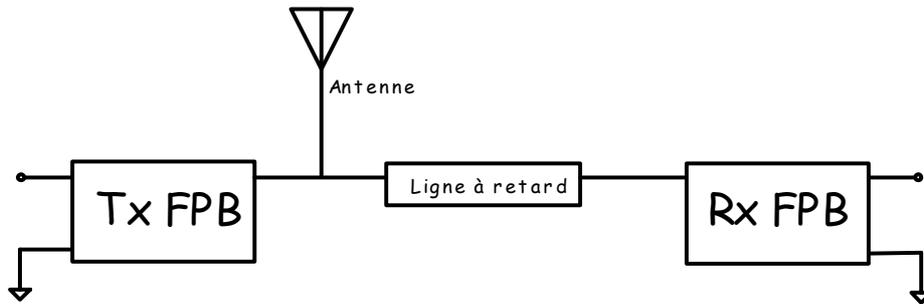


Figure I-25 Duplexeur

La taille du duplexeur présenté ci-dessus est équivalente à 18% de la taille d'un duplexeur céramique. Ceci montre à quel point les composants piézoélectriques hautes fréquences ont leur place dans les systèmes électroniques intégrés.

VIII. CONCLUSION

La généralisation et la maturité des procédés de dépôts des films minces ont permis le développement des résonateurs piézoélectriques. Ils font l'objet depuis deux ans d'une attention toute particulière de la part des industriels. En effet les nouvelles normes sur la réglementation des télécommunications, plus sévères en terme de sélectivité (bande passante très étroite, réjection hors bande ...) et la course à l'intégration rendent nécessaire le développement de nouvelle technologie. Les résonateurs piézoélectriques sont une réponse face à ces besoins. Les filtres conçus à partir de ces résonateurs supplantent les filtres SAWs qui atteignent leur limite en terme d'intégration et de tenue en puissance.

Les bonnes performances des résonateurs à film mince (TFR, Thin Film Resonators) dépendent à 90 % de la technologie. L'orientation cristalline, le choix des électrodes métalliques, l'isolation acoustique, sont autant de critères à optimiser. Les 10 % restantes sont liées au design des résonateurs. La forme des électrodes, le dépôt localisé ou pleine plaque du matériau piézoélectrique, sont des paramètres qui doivent être pris en compte [10,36,37,38].

Le choix du matériau piézoélectrique est fonction de l'application visée. Pour le filtrage hautes fréquences, nous avons retenu l'AlN comme matériau piézoélectrique. De part son faible coefficient de couplage électromécanique (6.5 %), la bande passante des filtres en échelle ou en treillis n'excède pas 2 % à 2 GHz. Pour des besoins en plus large bande, les filtres CRFs permettent d'obtenir jusqu'à 5 % à 2 GHz. Ces filtres sont donc destinés pour des applications de filtrage à bande très étroite.

CHAPITRE II

Mise en équation de la piézoélectricité

I. INTRODUCTION

La compréhension du phénomène de la piézoélectricité et sa mise en équation nécessitent des connaissances en mécanique des milieux déformables et en électromagnétisme. Ce mémoire s'adressant en premier lieu à des personnes issues des cursus de formation à l'électromagnétisme, il nous a semblé important d'introduire les notions essentielles de cristallographie ainsi que les bases de la mécanique des solides à travers les définitions de la contrainte et la déformation élastique. Nous décrirons la loi de Hook, fondamentale à la mise en équation de la piézoélectricité.

Au travers d'un modèle physique simplifié, nous montrerons comment et pourquoi apparaît la piézoélectricité dans certain solide, en basant nos calculs sur l'étude du nitrure d'aluminium, matériau que nous avons retenu pour la fabrication de nos résonateurs hautes fréquences. Ceci nous permettra par la suite d'introduire plus naturellement les équations de la piézoélectricité. Nous verrons que les équations de l'électromagnétisme se simplifient et qu'une description quasi-statique s'avère suffisante. A l'inverse, les équations de la mécanique se complexifient et l'équation de Christoffel est modifiée. Il en ressort un système d'équations couplées entre la mécanique et l'électromagnétisme.

La résolution de ce système d'équation conduit au calcul des modes propres d'excitation d'une onde acoustique piézoélectrique à partir d'un champ électrique. Nous disposerons ainsi de toutes les clefs nécessaires à la compréhension de la piézoélectricité. Nous serons à même de comprendre, par exemple, le rôle important de l'orientation cristalline sur les performances des résonateurs piézoélectriques.

Mais avant cela, nous débuterons par un bref historique sur la découverte de la piézoélectricité.

II. HISTORIQUE

La piézoélectricité, du grec ‘piezo’ signifiant presser, caractérise la propriété de certains matériaux cristallins à produire une charge électrique proportionnelle à la contrainte mécanique qui les déforme : c’est l’effet piézoélectrique direct. Le signe de la charge ainsi générée est lié au sens de la contrainte appliquée.

C’est aux frères Pierre et Jacques Curie que l’on attribue la découverte expérimentale de l’effet direct de la piézoélectricité en 1880, bien que la première observation qualitative du phénomène ait été faite par R.J. Haüy en 1817. L’existence de l’effet inverse, c’est à dire la déformation mécanique provoquée par l’application d’un champ électrique, fut suggérée théoriquement par Lippman l’année suivante, et confirmée expérimentalement par les frères Curie. Citons encore Voigt qui le premier, introduisit la notation tensorielle pour décrire le comportement électrique et élastique des cristaux.

Les premières applications industrielles n’apparaîtront qu’au cours de la première guerre mondiale. Paul Langevin réalisa un générateur d’ondes ultra sonores pour la mesure et la détection sous-marine, précurseur des sonars actuels. L’utilisation du quartz dans la stabilisation de la fréquence des oscillateurs est due à W.G. Cady et l’application des cristaux piézoélectriques comme filtres de fréquences en téléphonie, voit le jour dans les laboratoires ‘Bell Telephone’ grâce à Mason.

Les progrès technologiques de ces dix dernières années permettent d’utiliser les matériaux piézoélectriques sous forme de films minces de quelques centaines de nanomètres. La montée en fréquence des solutions de filtrage à base de structure piézoélectrique est dès lors possible.

III. QUELQUES NOTIONS DE CRISTALLOGRAPHIE

L'effet piézoélectrique a été mis en évidence principalement dans les solides cristallins [39]. Parmi les 32 classes cristallines, 21 sont dépourvues de centre de symétrie : les centres de gravité des charges positives et négatives ne coïncident pas. Il en résulte l'existence dans le cristal d'un dipôle électrique. Parmi celles-ci, 20 classes cristallines présentent l'effet piézoélectrique.

Dans ces 20 classes, 10 présentent une polarisation électrique spontanée en l'absence d'un champ électrique extérieur : elles sont dites polaires. La polarisation électrique ne peut être observée directement car elle est annulée par des charges libres à l'intérieur ou à la surface du cristal. Cependant lorsque la température varie, la mesure de l'écoulement des charges dans un circuit fermé permet de mettre en évidence la variation de polarisation. Les cristaux appartenant à ces 10 classes sont appelés pyroélectriques. Les cristaux ferroélectriques forment un sous-groupe des matériaux pyroélectriques pour lesquels le sens de la polarisation peut être renversé sous l'action d'un champ électrique suffisamment intense. Cette polarisation s'annule pour une température appelée "température de Curie" (la permittivité passe par un maximum) au-dessus de laquelle le cristal possède une structure non polaire appelée paraélectrique : il ne présente plus alors l'effet piézoélectrique.

Le diagramme ci-dessous précise la place qu'occupent les matériaux piézoélectriques dans la hiérarchie des solides cristallins.

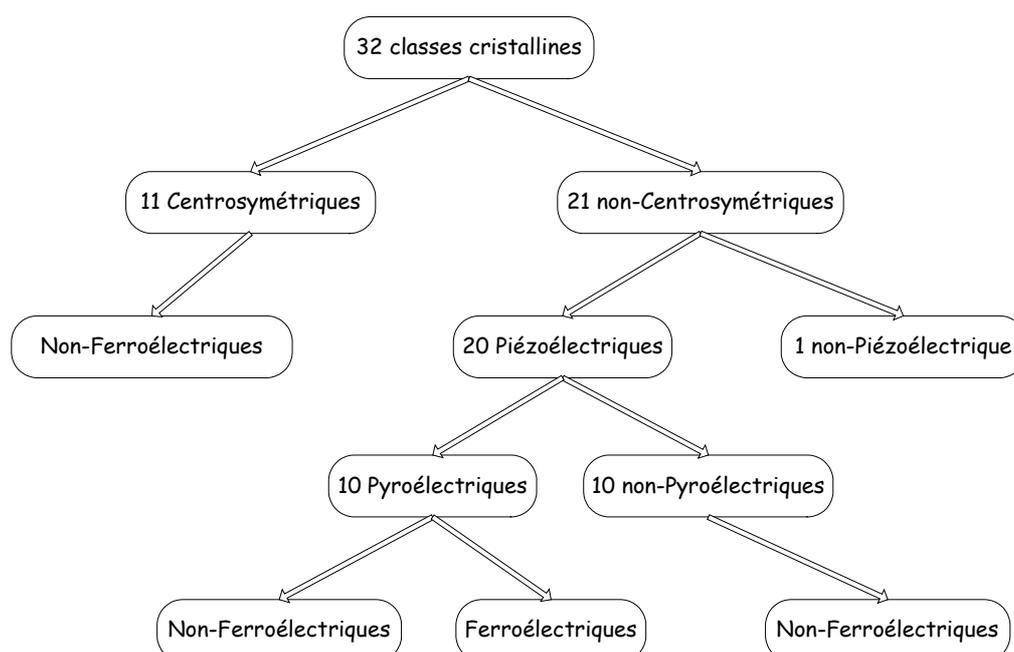


Figure II-1: Hiérarchie des solides cristallins

Au cours de nos travaux de recherche sur les résonateurs piézoélectriques hautes fréquences, nous avons utilisé l'AlN comme matériau piézoélectrique. Le nitrure d'aluminium, AlN, cristallise dans le système hexagonal de symétrie "6mm". Explicitons ce que cela signifie :

La structure atomique d'un cristal est déterminée, complètement, si l'on connaît son réseau et son motif. Le réseau est reconstitué par l'empilement de parallélépipèdes identiques : la maille. Aux sommets de la maille se situent les nœuds du réseau, c'est à dire le groupement d'atome caractéristique d'un cristal donné : son motif. On dénombre sept formes de mailles parallélépipédiques, dont la forme hexagonale, identifiée par les paramètres :

$$\alpha = \beta = 90^\circ, \quad \gamma = 120^\circ \quad \text{et} \quad a = b \neq c \quad (\text{Figure II-2}).$$

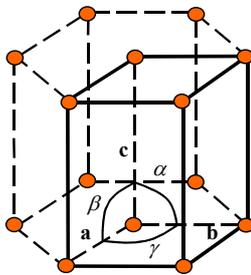


Figure II-2

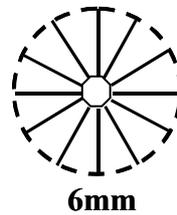


Figure II-3

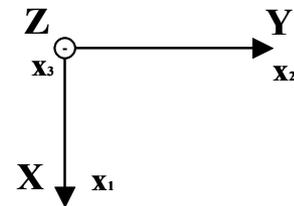


Figure II-4

On dit qu'un cristal possède un axe de rotation direct d'ordre n entier, A_n , si une rotation d'angle $2\pi/n$ autour de cet axe l'amène dans une position indiscernable de celle de départ. C'est le cas de l'AlN qui possède un axe d'ordre 6 (Figure II-3). Ainsi, la structure hexagonale se construit par 2 rotations successives d'angle $\pi/3$ du parallélépipède élémentaire. La notation "mm" indique qu'il y a deux familles de miroirs qui complètent la symétrie du cristal [ref XX]. La Figure II-5 précise la place qu'occupent les atomes d'azote et d'aluminium dans la structure cristalline de l'AlN. On parle dans le cas présent de structure de type Wurtzite.

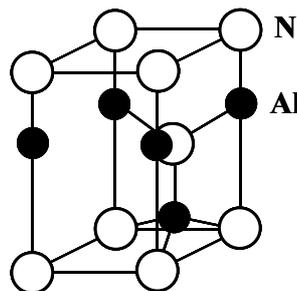


Figure II-5 : AlN , Structure du type Wurtzite

Les cristaux étant anisotropes vis-à-vis de la plupart des propriétés physiques, la donnée des constantes physiques n'a de sens que si la position des axes de référence est précisée par rapport aux éléments de symétrie. Le trièdre orthonormé de référence est représenté Figure II-4. La notation XYZ des cristallographes est souvent remplacée par la notation $X_1X_2X_3$, plus commode pour le calcul tensoriel.

Ce bref rappel de cristallographie achevé, nous allons introduire dans ce qui suit les notions importantes de mécanique des solides.

IV. QUELQUES NOTIONS DE MECANIQUE DES SOLIDES

IV.1 LE TENSEUR DES CONTRAINTES

Un corps est soumis à des contraintes lorsqu'une partie de celui-ci exerce des forces sur des parties voisines (par exemple, un poids posé sur une table) [40]. Puisque ces forces doivent dépendre des dimensions du corps, on normalise la description des forces appliquées. On obtient une quantité, la contrainte qui se rapporte à un corps de dimension unité.

Une contrainte est équivalente à une pression (rapport d'une force sur une surface) et est exprimée en Pascals ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ newton/m}^2$).

Considérons un petit cube de matériau (Figure II-6) situé à l'intérieur de l'objet soumis à des contraintes. Comme ce cube est lié à son environnement, le reste du corps matériel exerce sur ses faces des forces généralement obliques par rapport aux axes de références. Etudions plus particulièrement la force qui s'exerce sur la face perpendiculaire à l'axe X_2 . On décompose la force suivant les trois axes de référence X_1 , X_2 et X_3 . On peut alors définir les composantes de la contrainte s'exerçant sur la face considérée :

$$T_{12} = \frac{F_1}{S_{X_2}} \quad T_{22} = \frac{F_2}{S_{X_2}} \quad T_{32} = \frac{F_3}{S_{X_2}} \quad (\text{Eq. II.1})$$

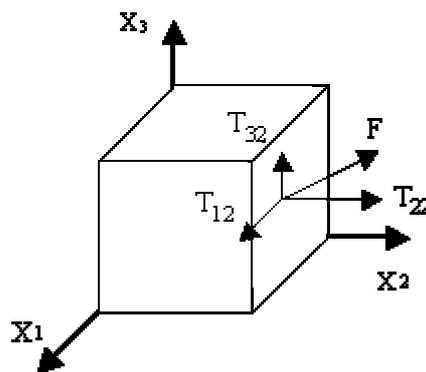


Figure II-6 : Cube sur lequel s'exerce une force F

où F_1 , F_2 et F_3 sont les composantes de la force \vec{F} et S_{X_i} , la surface élémentaire sur laquelle agit la force F_i . Par la suite, nous utiliserons la notation indicielle T_{ij} avec $i, j = 1 \text{ à } 3$

indice i : celui de l'axe parallèle à la composante de la force \vec{F}

indice j : celui de l'axe perpendiculaire à la surface considérée sur laquelle la force \vec{F} agit.

Telles que nous l'avons défini, la contrainte comporte 18 composantes (trois composantes sur chacune des six faces du cube). En réalité, on montre à partir de considérations mécaniques, que seules 6 composantes sont indépendantes les unes des autres.

IV.2 LE TENSEUR DES DEFORMATIONS

La déformation est le processus au cours duquel un corps change ses dimensions en répondant à des forces extérieures. On nomme déformation élastique toutes déformations produisant des effets réversibles. Le changement des dimensions d'un corps matériel déformable doit, comme la contrainte, être normalisé.

Considérons deux points M et P proches et placés dans un corps homogène (Figure II-7). Après action d'une contrainte sur ce corps, les points M et P se déplacent en M' et P' .

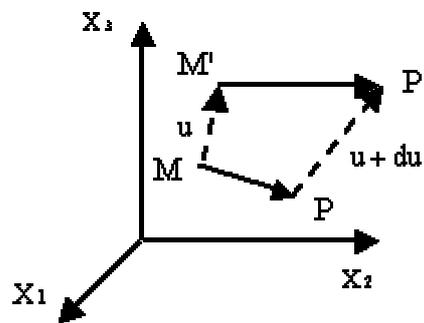


Figure II-7 : Représentation vectorielle d'une déformation au sein d'un solide

Les coordonnées du vecteur défini par ses deux points avant et après déformation sont données par :

$$MP = \begin{pmatrix} dx_1 \\ dx_2 \\ dx_3 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad M'P' = \begin{pmatrix} dx_1 + du_1 \\ dx_2 + du_2 \\ dx_3 + du_3 \end{pmatrix} \quad (\text{Eq. II.2})$$

On peut écrire du_1 , du_2 et du_3 comme des fonctions des coordonnées x_1 , x_2 et x_3 , soit :

$$\begin{aligned}
 du_1 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} dx_3 \\
 du_2 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} dx_3 \\
 du_3 &= \frac{\partial u_3}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} dx_3
 \end{aligned}
 \tag{Eq. II.3}$$

Par définition, il y a déformation si la distance ds entre M et P est différente de la distance dS entre M' et P' . Après calcul, on trouve et en négligeant les termes d'ordre deux :

$$dS^2 - ds^2 = 2S_{ij} dx_i dx_j \tag{Eq. II.4}$$

avec

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = S_{ji} \tag{Eq. II.5}$$

Les grandeurs S_{ij} , appelées déformations, sont représentatives des changements de dimension du corps contraint, et donc de la déformation au point M . La déformation est une grandeur sans unité.

Pour mieux comprendre le sens physique de la déformation, plaçons-nous dans un cas unidimensionnel. Imaginons un barreau cylindrique que nous étirons de façon à augmenter sa longueur de L à $L + \Delta L$ le long de l'axe X_1 .

La déformation S_1 s'écrit :

$$S_1 = \frac{\Delta L}{L} \tag{Eq. II.6}$$

La déformation dans le cas présent représente la variation de la taille de l'objet dans une direction donnée, rapportée à la dimension de cet objet dans cette direction.

IV.3 LA RELATION CONTRAINTE – DEFORMATION

L'expérience montre que lorsque la déformation est petite ($S < 10^{-4}$), elle dépend linéairement de la contrainte : c'est la loi de Hooke (1635-1702).

Ainsi, dans le cas particulier d'une contrainte uniaxiale, cette loi s'écrit :

$$T_1 = cS_1 \quad (\text{Eq. II.7})$$

où la constante c apparaît équivalente à la raideur d'un ressort (par analogie avec la relation $F = kx$). On l'appelle constante élastique ou de rigidité et elle a la même unité (Pa) que la contrainte T .

Comme on l'a vu précédemment, les contraintes et les déformations sont représentées par des tenseurs symétriques de rang 2 de composantes T_{ij} et S_{kl} respectivement (i, j, k et $l = 1$ à 3). Ainsi, tant que la relation entre contrainte et déformation reste linéaire, ces deux tenseurs sont reliés par un tenseur de rang 4, appelé tenseur des rigidités de composantes c_{ijkl} . C'est la loi de Hooke généralisée :

$$T_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 c_{ijkl} S_{kl} \quad (\text{Eq. II.8})$$

Dans un souci de simplification de l'écriture tensorielle, on utilise la notation abrégée suivante pour passer d'un système à 2 indices à un système à un seul indice pour T et S et à un système à deux indices pour c ; chaque couple (ij) est remplacé selon la règle :

$$\begin{aligned} 11 &\mapsto 1 \\ 22 &\mapsto 2 \\ 33 &\mapsto 3 \\ 23 \text{ \& } 32 &\mapsto 4 \\ 13 \text{ \& } 31 &\mapsto 5 \\ 12 \text{ \& } 21 &\mapsto 6 \end{aligned}$$

Sous forme matricielle, la loi se ramène à :

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{56} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} \quad (\text{Eq. II.9})$$

Remarques :

- comme le montre le tenseur des rigidités, il n'y a que 21 coefficients indépendants. Ce fait provient de considérations physiques et symétriques qui ne seront pas abordées ici [ref].

- selon la maille cristalline, un certain nombre des coefficients du tenseur de rigidité sont nuls. De plus lorsque le cristal est isotrope, la loi de Hooke se simplifie et fait apparaître des coefficients dits de Lamé, un coefficient dit de Poisson et un module d'Young.

Avec la notation indicielle simplifiée, nous retiendrons la définition suivante pour le coefficient de rigidité (ou raideur) :

$$c_{mn} = \frac{\text{contrainte dans la direction } m}{\text{déformation dans la direction } n} = \frac{T_m}{S_n}$$

Dimensions :

La contrainte T	: N/m ²
La déformation relative S	: m/m (sans dimension)
La constante de raideur c	: N/m ²

Les grandeurs mécaniques que nous venons d'introduire permettent d'étudier les effets des contraintes sur les solides, c'est à dire les déformations qui en résultent. Un coup de marteau sur une barre de fer produira une onde de vibration qui se propagera le long de la barre. On parle alors d'onde élastique.

V. LES ONDES ELASTIQUES

La propagation d'une onde acoustique dans un milieu matériel est due à un déplacement de matière au sein de ce dernier [39]. Suite à ce déplacement de matière, on distingue deux types d'ondes fondamentales :

✓ Les ondes longitudinales, dites ondes de compression (Figure II-8). Elles sont caractérisées par un déplacement des particules parallèle à la direction de propagation, c'est à dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde. Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules. Les particules A, B, et C oscillent suivant une même droite. L'onde apparaît à un instant donné, comme une succession de compressions et de dilatations (comportement d'un ressort).

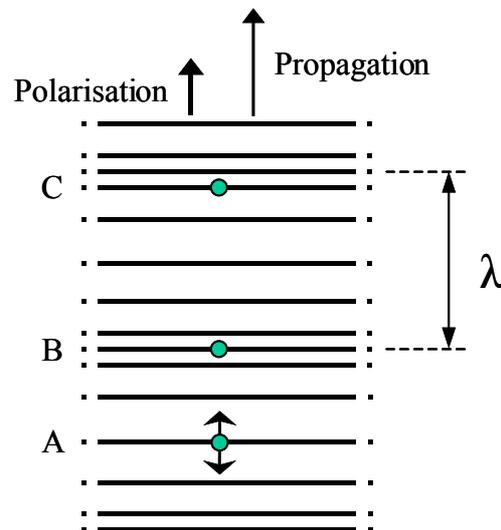


Figure II-8 : Onde longitudinale

✓ Les ondes transversales, appelées ondes de cisaillement (Figure II-9). Le déplacement des particules s'effectue perpendiculairement au vecteur d'onde. Le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume. Les particules A, B, et C oscillent de part et d'autre de la droite sur laquelle elles sont situées en l'absence d'onde. Les plans perpendiculaires au vecteur d'onde glissent les uns par rapport aux autres en conservant leurs distances (comportement d'une corde).

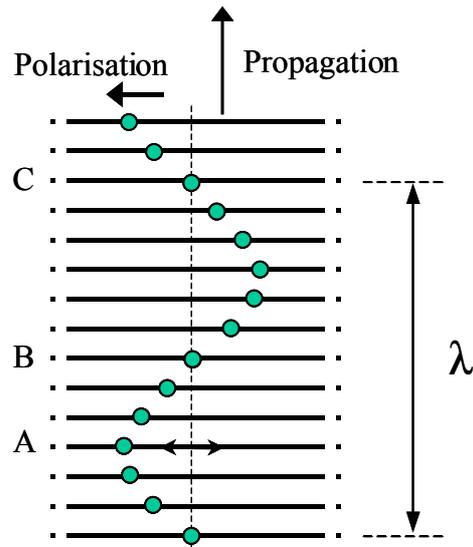


Figure II-9 : Onde transversale

Ces deux types d'ondes existent uniquement dans les milieux isotropes. Comme nous le verrons par la suite, l'anisotropie du milieu favorisera la propagation de trois ondes :

- Une onde quasi-longitudinale, ainsi appelée parce que la vibration des particules a lieu suivant une direction faisant un angle non nul avec le vecteur d'onde.
- Une onde quasi-transversale rapide
- Une onde quasi-transversale lente

Maintenant que nous avons introduit les notions de contrainte, de déformation et d'onde élastique dans un solide, nous pouvons aborder une description de la piézoélectricité. Nous allons voir que l'application d'une contrainte sur certain solide fait apparaître des charges électriques sur les faces de ce dernier.

VI. MODELE PHYSIQUE UNIDIMENSIONNEL DE LA PIEZOELECTRICITE

Dans certains cas, la relation de Hooke ne suffit pas pour décrire la réponse du milieu à une déformation élastique. Certains matériaux se polarisent électriquement quand ils sont déformés. Cet effet est appelé : effet piézoélectrique direct. Il se manifeste expérimentalement par l'apparition de charges électriques à la surface du milieu déformé. C'est un phénomène linéaire, et la polarisation change de signe quand le signe de la déformation change. A l'échelle microscopique, les atomes d'un solide (et aussi les électrons de l'atome) se déplacent quand le matériel est déformé. Ces déplacements produisent des dipôles électriques microscopiques à l'intérieur du milieu, et dans certaines structures cristallines, ces moments dipolaires se combinent pour donner un moment macroscopique moyen (ou une polarisation électrique).

Nous allons quantifier ce phénomène de piézoélectricité à partir d'un modèle unidimensionnel [39], et pour ce faire, nous allons baser notre étude sur le nitrure d'aluminium.

Rappelons tout d'abord qu'un cristal d'AlN est constitué de couches successives d'ions aluminium et d'ions azote. Dans une direction perpendiculaire à ses couches, c'est-à-dire parallèle à l'axe de symétrie d'ordre 6 (axe Z), les ions sont répartis sur des rangées identiques qui se correspondent par un axe hélicoïdal. La constitution d'une de ses rangées est représentée Figure II-10 A.

Soient $-q$ et $+q$ les charges effectives des ions azote et aluminium supposés reliés entre eux par des ressorts. Les ressorts disposés de part et d'autre d'un ion ont des constantes de rappel K_1 et K_2 différentes. La chaîne peut être divisée en mailles de longueur a , comportant deux dipôles de moments :

$$\frac{q}{2}(a-b) \quad \text{et} \quad -\frac{q}{2}b \quad (\text{Eq. II.10})$$

Le moment dipolaire d'une molécule est donc :

$$p_0 = \frac{q}{2}(a-2b) \quad (\text{Eq. II.11})$$

Au repos la polarisation par unité de volume P_0 n'est pas nulle si b est différent de $a/2$; le corps est polaire :

$$P_0 = n \frac{q}{2} (a - 2b) \quad (\text{Eq. II.12})$$

où n est le nombre de molécules d'AlN par unité de volume.

Sous l'action d'une contrainte la chaîne se déforme et la modification des distances a et b entraîne une variation de la polarisation P_0 qui correspond à la polarisation induite ΔP_0 :

$$P = \Delta P_0 = n \frac{q}{2} (\Delta a - 2\Delta b) \quad (\text{Eq. II.13})$$

C'est l'effet piézoélectrique direct.

Un champ électrique déplace en sens opposé les ions positifs et négatifs : la distance $(a - b)$ augmente, la distance b diminue. Les ressorts n'ayant pas la même raideur, il en résulte une déformation : c'est l'effet piézoélectrique inverse.

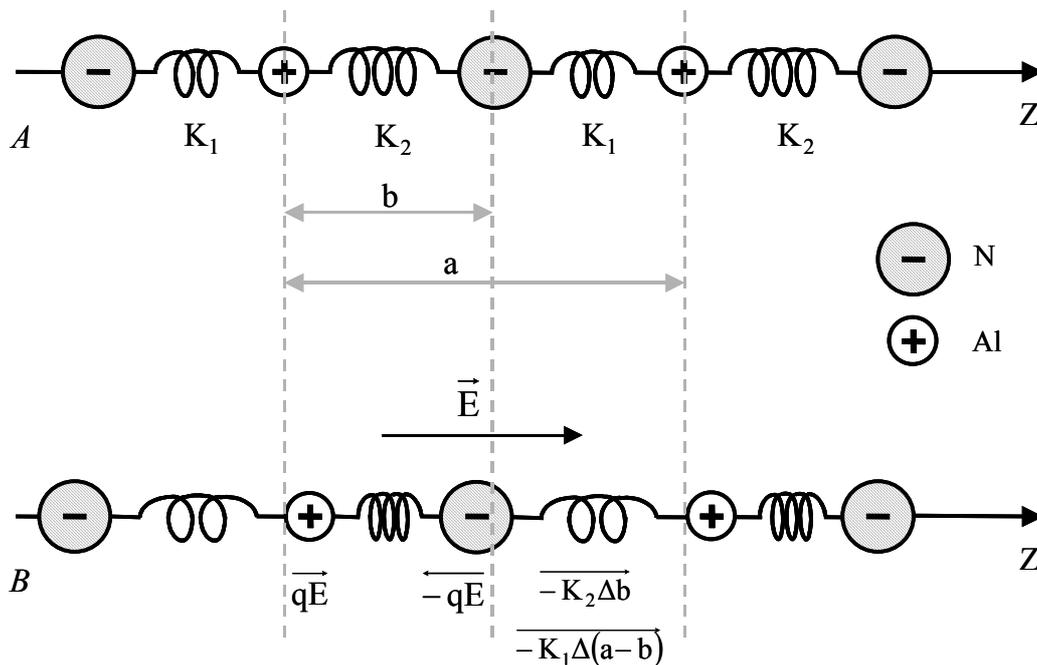


Figure II-10 : A) Distribution des ions aluminium (charge +) et azote (charge -) sur une rangée parallèle à l'axe Z.

B) Déformation de la chaîne sous l'action d'un champ électrique \vec{E} ; Les ions Al et N se déplacent en sens inverse. La longueur de la maille varie de Δa .

Nous allons maintenant établir les relations entre les grandeurs :

- mécaniques, contrainte T et déformation S
- électriques, champ E et polarisation induite P ou induction $D = \epsilon_0 E + P$

Sous l'effet d'un champ électrique E appliqué au cristal, l'équilibre statique de chaque ion exige :

$$-qE + K_1 \Delta(a-b) - K_2 \Delta b = 0 \quad (\text{Eq. II.14})$$

Pour exprimer la contrainte mécanique T, considérons une section perpendiculaire à l'axe de symétrie d'ordre 6 (axe Z). Deux rangées voisines qui se correspondent par l'axe hélicoïdal, sont décalées d'une demi-période $a/2$ (Figure II-5). Par conséquent, un plan perpendiculaire à l'axe A6 coupe alternativement des ressorts de raideurs K_1 et K_2 . Dans le premier cas la force exercée par la partie droite de la chaîne sur la partie gauche est :

$$F_1 = K_1 \Delta(a-b) \quad (\text{Eq. II.15})$$

dans le second cas :

$$F_2 = K_2 \Delta b \quad (\text{Eq. II.16})$$

En appelant N le nombre de rangées par unité de surface perpendiculaire à A6, la tension mécanique, c'est-à-dire la force par unité de surface est :

$$T = \frac{N}{2} K_1 \Delta(a-b) + \frac{N}{2} K_2 \Delta b \quad (\text{Eq. II.17})$$

car il y a autant de ressort de chaque type. Comme $N = n.a$, il vient

$$T = \frac{n.a}{2} [K_1 \Delta a + (K_2 - K_1) \Delta b] \quad (\text{Eq. II.18})$$

La polarisation induite s'obtient en reportant dans l'équation 1 l'expression Δb extraite de l'équation 2 :

$$\Delta b = -\frac{qE}{K_1 + K_2} + \frac{K_1}{K_1 + K_2} \Delta a \quad (\text{Eq. II.19})$$

D'où la polarisation induite sous la forme :

$$P = \Delta P_0 = \frac{nq}{2} \left[\frac{2q}{K_1 + K_2} E + \frac{K_2 - K_1}{K_1 + K_2} \Delta a \right] \quad (\text{Eq. II.20})$$

P est la somme de deux termes ; le premier, proportionnel au champ électrique, définit la polarisabilité ionique du cristal

$$\chi_{ion} = \frac{1}{2} \frac{nq^2}{K_1 + K_2} \quad (\text{Eq. II.21})$$

le second, proportionnel à la déformation $S = \frac{\Delta a}{a}$, traduit l'effet piézoélectrique direct :

$$P = \chi_{ion} E + eS \quad (\text{Eq. II.22})$$

en désignant par e la constante piézoélectrique :

$$e = \frac{nq}{2} \left(\frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1} \right) a \quad (\text{Eq. II.23})$$

La polarisation totale, compte tenu de la susceptibilité électronique χ_e , est :

$$P = (\chi_{ion} + \chi_e) E + eS \quad (\text{Eq. II.24})$$

et l'induction électrique D s'écrit :

$$D = \varepsilon E + eS \quad (\text{Eq. II.25})$$

en introduisant la constante diélectrique $\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi_{ion} + \chi_e$.

La contrainte s'obtient en remplaçant Δb par son expression dans l'équation 3:

$$T = \frac{n.a}{2} \left(\frac{2K_2 K_1 \Delta a}{K_1 + K_2} - \frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1} qE \right) \quad (\text{Eq. II.26})$$

La contrainte se met alors sous la forme :

$$T = cS - eE \quad (\text{Eq. II.27})$$

où $c = \frac{n.a^2 K_1 K_2}{K_2 + K_1}$ est la constante de rigidité et e le coefficient piézoélectrique calculé précédemment.

Les deux équations 4 et 5 traduisent l'effet direct et l'effet inverse de la piézoélectricité :

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon E + eS \\ T &= cS - eE \end{aligned} \quad (\text{Eq. II.28})$$

A déformation nulle (cas d'une chaîne où les extrémités sont fixées), un champ électrique crée une contrainte $T = -eE$;

A contrainte nulle, un champ électrique provoque une déformation $S = \frac{e}{c} E$.

Remarque : ce modèle explique qualitativement la piézoélectricité dans les cristaux ioniques dissymétriques. En réalité, le mécanisme est plus complexe, d'autant plus que l'effet piézoélectrique a été observé dans des matériaux contenant un seul type d'atome : dans ce cas précis, la polarisation électrique produite par une déformation est à attribuer à la modification de la distribution électronique.

Nous disposons désormais des notions de base nécessaires pour présenter une mise en équation complète du phénomène de la piézoélectricité. Les relations qui vont suivre ne seront qu'une généralisation des équations précédemment vues. Les seuls changements intervenant étant dus au calcul tensoriel, outil mathématique nécessaire à une description tridimensionnelle.

VII. LES EQUATIONS DE LA PIEZOELECTRICITE

Dans un solide piézoélectrique, le couplage entre le champ électromagnétique et le champ élastique introduit des termes électriques dans les équations de la dynamique et des termes mécaniques dans les équations de Maxwell. Pour étudier la propagation de ces champs dans le milieu piézoélectrique, il faut résoudre simultanément ces équations couplées [39,41].

Les solutions sont des ondes mixtes élasto-électromagnétiques, c'est à dire des ondes élastiques de vitesse V accompagnées d'un champ électrique, et des ondes électromagnétiques de vitesse $c \cong 10^5 V$ accompagnées d'une déformation mécanique (Physiquement, les vibrations élastiques nécessitent un déplacement de matière, ce qui leur confère une vitesse de déplacement bien inférieure à celle d'un champ électrique).

Le champ magnétique du premier type d'onde, créée par le champ électrique qui ne se déplace qu'à la vitesse V très petite devant la vitesse c des ondes électromagnétiques, est quasiment nul. Le champ électromagnétique associé au champ élastique est quasi-statique, les équations de Maxwell se réduisent à :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cong 0 \quad (\text{Eq. II.29})$$

Les seules grandeurs nécessaires à la description d'un solide piézoélectrique sont le champ \vec{E} et l'induction \vec{D} . Le champ \vec{E} dérive d'un potentiel scalaire Φ comme en électrostatique : $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} \Phi$. L'énergie électromagnétique est négligeable devant l'énergie élastique.

Pour le second type d'onde, c'est l'énergie élastique qui est très petite devant l'énergie électromagnétique.

Ainsi même dans un matériau fortement piézoélectrique, l'interaction entre les trois ondes élastiques (voir paragraphe 7.2) et les deux ondes électromagnétiques est faible puisque leurs vitesses sont très différentes. En conséquence leur propagation se traite de manière indépendante.

Nous étudierons la propagation des ondes élastiques dans un solide piézoélectrique (isolant) avec l'hypothèse que le champ électrique est statique vis-à-vis des phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques ; c'est l'approximation quasi-statique.

Les équations de la piézoélectricité sont regroupées en huit équations d'état différentes, qui sont habituellement réparties en couple. Chaque couple d'équations fait intervenir un coefficient piézoélectrique différent qui définira la forme de l'écriture du couple. Dans la suite de notre exposé, nous ne retiendrons en particulier qu'un seul couple d'équations qui suffira à décrire la piézoélectricité dans les résonateurs hautes fréquences. Ce couple d'équation que l'on notera (S,E), puisque défini à partir de la déformation S et du champ électrique E, est rappelé dans les équations qui suivent :

$$(S,E) \quad \begin{aligned} D &= eS + \varepsilon^S E \\ T &= c^E S - eE \end{aligned}$$

avec e le coefficient piézoélectrique en $C.m^{-2}$. La constante e traduit la proportionnalité entre la charge et la déformation à champ électrique constant. Nous reconnaissons là l'équation classique de l'induction électrique, mais qui se trouve modifiée par l'introduction d'un terme représentant le couplage électrique-mécanique. De même, il apparaît dans la loi de Hooke un terme de couplage mécanique-électrique. C'est notre système d'équations électromécaniques couplées dont la résolution nous permettra de prévoir l'orientation cristallographique à même de favoriser l'excitation et la propagation d'une onde piézoélectrique.

Les constantes (c^E , ε^S) sont définies pour certaines conditions électriques ou mécaniques :

- L'indice E signifiant à champ électrique constant ou en court-circuit
- L'indice S à déformation constante ou bloquée mécaniquement

Le système se généralise à 3 dimensions sous forme tensorielle :

$$T_{jk} = c_{jklm}^E S_{lm} - e_{ijk} E_i \quad (\text{Eq. II.30})$$

$$D_i = e_{ijk} S_{jk} + \varepsilon_{ij}^E E_j \quad (\text{Eq. II.31})$$

avec $i, j, k, l, m = 1, 2, 3$

T_{jk} et S_{jk} sont les termes des tenseurs des contraintes et des déformations

D_i et E_i sont les composantes des vecteurs induction et champ électrique

e_{ijk} sont les différents termes des tenseurs des constantes piézoélectriques

ϵ_{ij} sont les termes des tenseurs de permittivité

Pour simplifier l'écriture, nous utiliserons à nouveau la contraction d'indices :

$$T_m = c_{mn}^E S_n - e_{im} E_i \quad (\text{Eq. II.32})$$

$$D_i = e_{im} S_m + \epsilon_{ij}^E E_j \quad (\text{Eq. II.33})$$

avec $i, j = 1, 2, 3$ relatifs aux grandeurs électriques et $m, n = (j, k) = 1, \dots, 6$ correspondants aux grandeurs mécaniques.

La constante piézoélectrique qui relie le champ électrique E à la contrainte T est définie par une matrice 3×6 :

$$\begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{pmatrix} \quad (\text{Eq. II.34})$$

où le premier indice est électrique et le second mécanique.

Maintenant que nous avons défini notre système d'équations couplées, nous allons l'utiliser pour déterminer les directions de propagation des ondes élastiques dans un solide piézoélectrique. Nous allons voir qu'il existe des directions de propagation bien particulières pour les ondes élastiques comme pour la lumière dans un milieu anisotrope. Nous appliquerons nos calculs directement au nitrure d'aluminium afin de donner à chaque équation mathématique qui va suivre une signification physique.

VIII. GENERATION DES ONDES ELASTIQUES DANS LES SOLIDES PIEZOELECTRIQUES : APPLICATION A L'ALN

VIII.1 L'EQUATION DE CHRISTOFFEL POUR LA PIEZOELECTRICITE

Nous supposons que le solide est traversé par un ébranlement. Il est localement en mouvement [39].

Le déplacement u_i de chaque point (atome) du solide de coordonnées x_k varie au cours du temps :

$$u_i = u_i(x_k, t) \quad (\text{Eq. II.35})$$

L'équation du mouvement résulte de l'application de la loi fondamentale de la dynamique. Elle s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{Eq. II.36})$$

Où ρ est la masse volumique du milieu.

En explicitant la déformation
$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) \quad (\text{Eq. II.37})$$

qui dans le cas de tenseur symétrique se réduit à
$$S_{kl} = \frac{\partial u_l}{\partial x_k} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \quad (\text{Eq. II.38})$$

et le champ électrique quasi-statique
$$E_k = - \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}, \quad (\text{Eq. II.39})$$

l'expression de la contrainte devient :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (\text{Eq. II.40})$$

L'équation de la dynamique s'écrit alors:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} \quad (\text{Eq. II.41})$$

Par ailleurs l'induction électrique d'un matériau piézoélectrique s'écrit :

$$D_j = e_{jkl} S_{kl} + \epsilon_{jk}^S E_k = e_{jkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (\text{Eq. II.42})$$

Elle satisfait pour un milieu isolant à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{Eq. II.43})$$

Ce qui nous amène à :

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \epsilon_{jk}^S \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \partial x_k} = 0 \quad (\text{Eq. II.44})$$

Nous avons donc un système de deux équations (5 et 6) couplées à résoudre :

Cherchons une solution sous la forme d'une onde plane progressive $\vec{u}(u_1, u_2, u_3)$ se propageant dans la direction définie par le vecteur unitaire $\vec{n}(n_1, n_2, n_3)$ perpendiculaire aux plans d'onde d'équation $\vec{n} \cdot \vec{x} = Cte$ (Figure II-11):

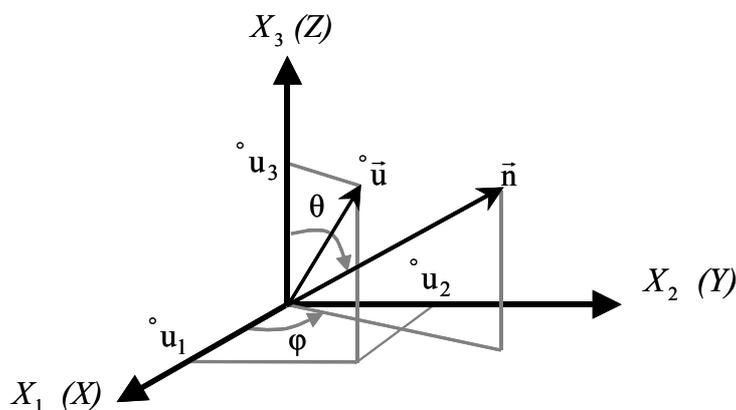


Figure II-11 : La direction de propagation \vec{n} est repérée par les angles θ et ϕ .

$$u_i \text{ et } \Phi \text{ sont de la forme : } u_i = \overset{\circ}{u}_i F\left(t - \frac{n_j x_j}{V}\right), \quad \Phi = \Phi_0 F\left(t - \frac{n_j x_j}{V}\right) \quad (\text{Eq. II.45})$$

où V représente la vitesse de phase de l'onde et $\overset{\circ}{u}_i$ la direction de polarisation de l'onde, c'est à dire la direction de déplacement des particules. F est une fonction du temps et de la variable d'espace x qui traduit le caractère d'onde plane.

Le champ électrique est longitudinal (chaque plan d'onde est équipotentiel) :

$$E_j = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = \frac{n_j}{V} \Phi_0 F' \quad (\text{Eq. II.46})$$

où F' est la dérivée de la fonction F .

En appelant F'' la dérivée seconde de la fonction F :

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \overset{\circ}{u}_i F'' \quad \text{et} \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\overset{\circ}{u}_i \frac{n_j}{V} F' \quad \text{soit} \quad \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_k} = \overset{\circ}{u}_i \frac{n_j n_k}{V^2} F'' \quad (\text{Eq. II.47})$$

En arrangeant les équations 5 et 6 cela mène au système suivant :

$$\begin{cases} \rho V^2 \overset{\circ}{u}_i = \Gamma_{il} \overset{\circ}{u}_l + \gamma_i \Phi_0 \\ \gamma_i \overset{\circ}{u}_i - \varepsilon \Phi_0 = 0 \end{cases} \quad (\text{Eq. II.48})$$

avec

$$\begin{aligned} \Gamma_{il} &= c_{ijkl}^E n_j n_k \\ \gamma_i &= e_{kij} n_j n_k \\ \varepsilon &= \varepsilon_{jk}^S n_j n_k \end{aligned} \quad (\text{Eq. II.49})$$

En éliminant le potentiel Φ_0 , il vient :

$$\rho V^2 \overset{\circ}{u}_i = \left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon} \right) \overset{\circ}{u}_l \quad (\text{Eq. II.50})$$

C'est l'équation de Christoffel généralisée à la piézoélectricité.

Elle montre que la polarisation ${}^\circ u_i$ est vecteur propre du tenseur $\left(\Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon}\right)$ avec comme valeur propre $\gamma = \rho V^2$.

Ainsi les vitesses de phase et les polarisations des ondes planes se propageant suivant une direction \bar{n} dans un cristal sont les valeurs propres et les vecteurs propres du tenseur

$$\overline{\Gamma}_{il} = \Gamma_{il} + \frac{\gamma_i \gamma_l}{\varepsilon} \quad (\text{Eq. II.51})$$

Il y a, en général, pour une direction donnée, trois vitesses de phase qui sont les racines de l'équation séculaire :

$$\left| \overline{\Gamma}_{il} - \rho V^2 \delta_{il} \right| = 0 \quad (\text{Eq. II.52})$$

où δ_{il} représente l'indice de Krönecker.

Cette équation exprime la condition de compatibilité des trois équations homogènes. A chaque vitesse correspond un vecteur propre qui définit la direction du déplacement de matière (polarisation de l'onde).

On montre que le tenseur $\overline{\Gamma}_{il}$ est symétrique, que ses valeurs propres sont réelles et que ces vecteurs propres sont orthogonaux.

En conclusion, trois ondes planes dont les polarisations sont orthogonales peuvent se propager dans une même direction avec des vitesses différentes.

Remarque : le vecteur déplacement \bar{u} n'est pas forcément colinéaire ou perpendiculaire à la direction de propagation \bar{n} (Figure II-12). L'onde dont la polarisation ${}^\circ \bar{u}^{(1)}$ est la plus proche de \bar{n} est dite quasi-longitudinale, les autres ${}^\circ \bar{u}^{(2)}$ et ${}^\circ \bar{u}^{(3)}$, sont dites quasi-transversales. Ces dernières progressent, habituellement plus lentement que l'onde quasi-longitudinale. Ce n'est que suivant des directions de propagations particulières que les ondes sont purement longitudinales ou transversales.

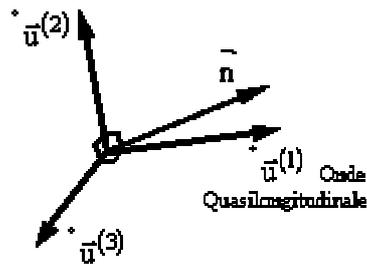


Figure II-12 Propagation dans un cristal (solide anisotrope).

VIII.2 APPLICATION A L'ALN

Appliquons ces équations à l'ALN afin de déterminer, suivant ses propriétés piézoélectriques et son orientation cristalline, quels types d'ondes élastiques peuvent être excités. Nous avons vu précédemment que l'ALN faisait partie de la classe hexagonale "6mm". Cela a pour conséquence principale que les tenseurs caractérisant l'ALN ont les formes suivantes (dans le repère orthogonal XYZ des cristallographes) :

$$c_{\alpha\beta}^E = \begin{vmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^E & c_{11}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ c_{13}^E & c_{13}^E & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}^E - c_{12}^E}{2} \end{vmatrix}$$

$$e_{i\alpha} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{24} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$\varepsilon_{r,ij}^S = \begin{vmatrix} \varepsilon_{11}^S & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22}^S & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^S \end{vmatrix}$$

En fonction de la forme des tenseurs, l'équation 8 en appliquant la contraction d'indice conduit à l'expression des paramètres sous la forme :

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= (\mathbf{e}_{15} + \mathbf{e}_{31}) \mathbf{n}_1 \mathbf{n}_3 \\ \gamma_2 &= (\mathbf{e}_{15} + \mathbf{e}_{31}) \mathbf{n}_2 \mathbf{n}_3 \\ \gamma_3 &= \mathbf{e}_{15} (\mathbf{n}_1^2 + \mathbf{n}_2^2) + \mathbf{e}_{33} \mathbf{n}_3^2 \\ \varepsilon &= \varepsilon_{11}^S (\mathbf{n}_1^2 + \mathbf{n}_2^2) + \varepsilon_{33}^S \mathbf{n}_3^2\end{aligned}\tag{Eq. II.53}$$

Supposons maintenant que nous voulions étudier la propagation d'une onde dans le plan YZ (Figure II-11). Alors, $\mathbf{n}_1 = 0$, $\mathbf{n}_2 = \sin\theta$ et $\mathbf{n}_3 = \cos\theta$. Les équations précédentes deviennent :

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= 0 \\ \gamma_2 &= \frac{\mathbf{e}_{15} + \mathbf{e}_{31}}{2} \sin 2\theta \\ \gamma_3 &= \mathbf{e}_{15} \sin^2\theta + \mathbf{e}_{33} \cos^2\theta \\ \varepsilon &= \varepsilon_{11}^S \sin^2\theta + \varepsilon_{33}^S \cos^2\theta\end{aligned}\tag{Eq. II.54}$$

Les composantes du tenseur $\overline{\Gamma}$ se simplifient:

$$\begin{aligned}\overline{\Gamma}_{11} &= \Gamma_{11} \\ \overline{\Gamma}_{12} &= \Gamma_{12} = 0 \\ \overline{\Gamma}_{13} &= \Gamma_{13} = 0 \\ \overline{\Gamma}_{22} &= \Gamma_{22} + \frac{\gamma_2^2}{\varepsilon} \\ \overline{\Gamma}_{23} &= \Gamma_{23} + \frac{\gamma_2 \gamma_3}{\varepsilon} \\ \overline{\Gamma}_{33} &= \Gamma_{33} + \frac{\gamma_3^2}{\varepsilon}\end{aligned}\tag{Eq. II.55}$$

Et le tenseur de Cristoffel s'écrit :

$$\overline{\Gamma} = \begin{vmatrix} \overline{\Gamma}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \overline{\Gamma}_{22} & \overline{\Gamma}_{23} \\ 0 & \overline{\Gamma}_{23} & \overline{\Gamma}_{33} \end{vmatrix}\tag{Eq. II.56}$$

On déduit immédiatement de la forme du tenseur qu'il existe :

✓ Une onde transversale de polarisation X perpendiculaire au plan méridien dont la vitesse V_3 est :

$$V_3 = \sqrt{\frac{\overline{\Gamma_{11}}}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{66}^E \sin^2 \theta + c_{44}^E \cos^2 \theta}{\rho}} \quad (\text{Eq. II.57})$$

avec $c_{66} = \frac{c_{11}^E - c_{12}^E}{2}$

Remarque : l'indice associé à l'onde de polarisation X, c'est à dire 3 provient du fait que l'on associe l'indice 1 à l'onde quasi-longitudinale et l'indice 2 à l'onde quasi-transversale contenue dans le même plan que la précédente.

✓ Deux ondes quasi-longitudinale et quasi-transversale, piézoélectriques de vitesses respectives V_1 et V_2 :

$$V_{1,2}^2 = \frac{\overline{\Gamma_{22}} + \overline{\Gamma_{33}} \mp \left[(\overline{\Gamma_{22}} - \overline{\Gamma_{33}})^2 + 4\overline{\Gamma_{23}}^2 \right]^{1/2}}{2\rho} \quad (\text{Eq. II.58})$$

Afin de visualiser physiquement ce qui se passe, on définit ce qu'on appelle la surface des lenteurs, qui représente simplement l'inverse des vitesses de phases des ondes. Cette courbe est tracée dans un repère polaire avec pour argument l'angle polaire θ et pour rayon l'inverse des vitesses de phase (Figure II-13). La surface des lenteurs est formée de trois nappes, une propre à l'onde quasi-longitudinale (nappe V_1), et une propre à chacune des deux ondes quasi-transversales (nappes V_2 et V_3). Dans la majorité des matériaux piézoélectriques, l'onde quasi-longitudinale est plus rapide que les ondes transversales, et ce, quelle que soit la direction de propagation.

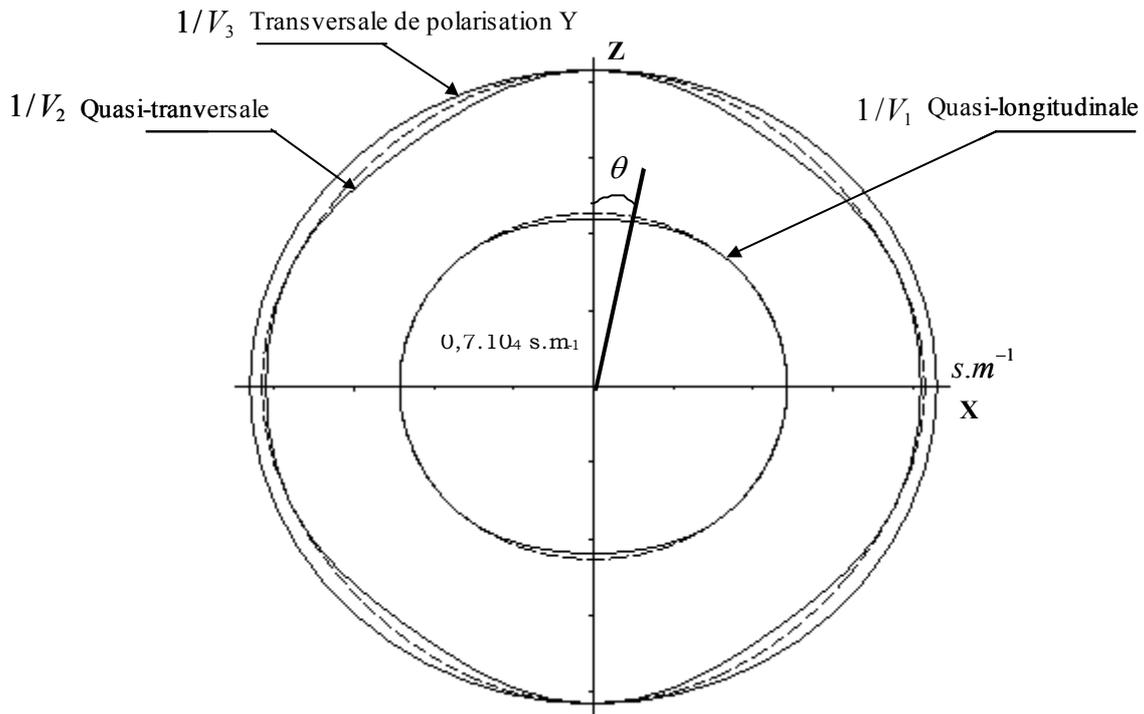


Figure II-13 : Section de la surface des lenteurs de l'AlN (classe 6mm) par le plan XZ

Les courbes en traits discontinus sont obtenues en négligeant les coefficients piézoélectriques dans les formules des vitesses de phase. On voit ainsi que l'onde transversale est piézoélectriquement inactive dans le plan XZ.

Dans le cas où le champ électrique est longitudinal à la direction n_3 (ou Z sur la Figure II-13), $\theta = 0$, et le tenseur $\bar{\Gamma}$ s'écrit :

$$\bar{\Gamma} = \begin{vmatrix} \bar{\Gamma}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \bar{\Gamma}_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \bar{\Gamma}_{33} \end{vmatrix} \quad (\text{Eq. II.59})$$

les vitesses V_1 et V_2 deviennent :

$$V_2 = \sqrt{\frac{c_{44}^E}{\rho}} \quad (\text{Eq. II.60})$$

$$V_1 = \sqrt{\frac{c_{33}^E + \frac{e_{33}^2}{S}}{\rho}} \quad (\text{Eq. II.61})$$

Pour faire apparaître l'importance du changement apporté par la piézoélectricité, on réécrit à nouveau la vitesse V_1 sous la forme :

$$V_1 = \sqrt{\frac{c_{33}^E}{\rho}} * \sqrt{1 + \frac{K^2}{1 - K^2}} \quad (\text{Eq. II.62})$$

avec

$$K = \frac{e_{33}}{\sqrt{\varepsilon_{33}^S c_{33}^E + e_{33}^2}} \quad (\text{Eq. II.63})$$

K est appelé coefficient de couplage électromécanique.

Remarque : Dynamiquement, K traduit l'aptitude d'un matériau à transformer l'énergie mécanique (ou électrique) en énergie électrique (ou mécanique). Il est défini par :

$$K^2 = \frac{W_{12}}{W_1 W_2} \quad (\text{Eq. II.64})$$

où W_1 , W_2 et W_{12} sont les énergies élastique (mécanique), électrique et piézoélectrique. Ce coefficient varie suivant la forme de l'échantillon piézoélectrique et le mode de vibration mécanique (épaisseur, radial, cisaillement, longitudinal...).

En pratique, le coefficient de couplage électromécanique est déterminé par la mesure. Dans le cas du mode longitudinal, c'est la mesure des fréquences de résonances et d'anti-résonance [U] qui fournit sa valeur, notée k_t .

$$k_t^2 = \frac{\pi^2}{4} \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} = \frac{\pi^2}{4} \frac{f_s^2 - f_p^2}{f_s^2} \quad (\text{Eq. II.65})$$

Par rapport à la polarisation choisie, ($\theta=0$ dans le plan XZ), nous avons donc 3 ondes dont la configuration est la suivante :

- une onde longitudinale de polarisation Z et de vitesse V_1 , piézoélectriquement active,
- deux ondes transversales de vitesse $V_2=V_3$ dont une est polarisée suivant l'axe X et l'autre suivant l'axe Y. Ces deux ondes transverses sont piézoélectriquement inactives.

(Ces ondes ne sont pas affectées par la piézoélectricité car les déformations qui les accompagnent S_{11} et S_{22} n'engendrent aucun champ électrique longitudinal).

Ainsi à partir de l'étude des courbes de lenteurs, avec ou sans l'effet piézoélectrique, pour une onde donnée, on peut déduire immédiatement les coupes du cristal propres à exciter préférentiellement cette onde. Le système d'excitation est appelé transducteur.

Le transducteur le plus simple est un mono-cristal ayant la forme d'une plaque dont les grandes faces sont métallisées. Tout champ électrique provenant d'une tension appliquée entre ces faces, met en vibration le cristal s'il existe, pour sa coupe cristallographique, un couplage entre champ électrique et déformations.

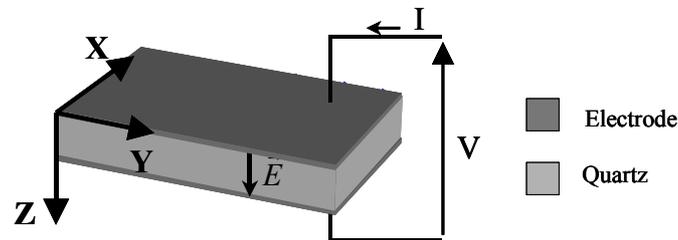


Figure II-14 : Résonateur piézoélectrique

Les courbes de lenteurs (Figure II-13) montrent qu'une onde longitudinale se propageant suivant la direction Z est associée à un champ électrique E_L dirigé suivant Z.

Par réciprocité de l'effet piézoélectrique, le champ E appliqué suivant Z engendrera une déformation longitudinale selon Z. Si les faces du transducteur sont libres, ce dernier oscille mécaniquement sous l'effet de la vibration longitudinale. Nous avons un résonateur piézoélectrique (Figure II-14).

Dans le cas de l'AlN, nous avons vu que l'excitation électrique devait être longitudinale à la direction Z. Au chapitre I nous avons précisé que l'AlN sous forme de film mince était obtenu par différentes techniques de dépôt. L'orientation cristallographique du film pendant son épitaxie doit donc être parfaitement maîtrisée. L'axe cristallographique (ou axe C), c'est à dire l'axe Z (Figure II-13) doit être normal aux électrodes d'excitation. Le coefficient de couplage électromécanique est alors maximal (équation 7).

Maintenant, supposons que le champ électrique d'excitation ne soit pas parfaitement colinéaire à l'axe optique, autrement dit, que le film piézoélectrique soit mal orienté. Cela se traduit, par exemple, par un angle θ non nul. Il s'ensuit que la vitesse de phase de l'onde piézoélectrique V_1 sera modifiée. On montre aisément qu'elle sera plus petite. le coefficient de couplage électromécanique K sera plus petit. Physiquement, cela signifie que le transfert d'énergie entre le domaine électrique et le domaine mécanique, sera moins efficace. De plus, l'onde quasi-transversale de vitesse V_2 deviendra piézoélectrique. L'apparition de ce mode transversal perturbera la réponse du résonateur et il sera considéré comme un mode parasite.

IX. LES PERTES DANS LES SOLIDES PIEZOELECTRIQUES

Tout système physique étant assujéti à une dissipation de son énergie, les résonateurs piézoélectriques ne dérogent pas à la règle. Même si l'orientation cristalline est parfaite, l'amplitude de la résonance mécanique ne peut être infinie. Il en va de même pour le facteur de qualité. Le résonateur est soumis à un ensemble de pertes, d'origine mécanique, diélectrique et piézoélectrique.

IX.1 LES PERTES DIELECTRIQUES

Un matériau piézoélectrique est aussi un matériau diélectrique. Les ondes électromagnétiques s'y atténuent et cette atténuation est quantifiée par la tangente de l'angle de pertes diélectriques, $\tan\delta_e$.

D'un point de vue pratique, on définit une permittivité complexe dont la partie imaginaire est fonction de la tangente de l'angle de pertes :

$$\bar{\epsilon} = \epsilon(1 - j\tan\delta_e) \quad (\text{Eq. II.66})$$

IX.2 LES PERTES MECANIQUES

Si on considère un matériau élastique non parfait, donc viscoélastique selon Lord Kelvin (1875) et W. Voigt (1892), on peut écrire l'équation rhéologique d'état :

$$T = cS + \eta \frac{\partial S}{\partial t} \quad (\text{Eq. II.67})$$

où T représente la contrainte, S la déformation, c le coefficient de rigidité et η le coefficient de viscosité absolue. En régime sinusoïdal on obtient :

$$T = (c + j\omega\eta)S \quad (\text{Eq. II.68})$$

On peut donc introduire un coefficient de rigidité complexe :

$$\bar{c} = c \left(1 + j \frac{\omega\eta}{c} \right) = c(1 + j \tan\delta_m) \quad (\text{Eq. II.69})$$

Par analogie avec les pertes diélectriques, $\tan\delta_m$ est la tangente de l'angle de pertes mécaniques ou facteur de pertes mécaniques.

On peut définir aussi une constante de temps mécaniques τ :

$$\tau = \frac{\eta}{c} \quad (\text{Eq. II.70})$$

Cette constante de temps est liée au facteur de qualité mécanique Q_m , qui est encore une autre façon de désigner les pertes mécaniques.

Le facteur de qualité est généralement défini par rapport à la fréquence de résonance par :

$$Q_m = \frac{f_r}{\Delta f} \quad (\text{Eq. II.71})$$

où Δf est la largeur de bande à -3db , ce qui correspond à une réduction d'amplitude des oscillations mécaniques par rapport à la résonance dans le rapport $1/\sqrt{2}$.

La relation liant Q_m et τ est la suivante :

$$\tau = \frac{1}{2\pi f Q_m} \quad (\text{Eq. II.72})$$

Dans le cas d'une analyse tridimensionnelle, toutes ces équations sont représentées par des tenseurs.

IX.3 LES PERTES PIEZOELECTRIQUES

Les pertes piézoélectriques sont quelques fois prises en compte dans l'analyse des résonateurs céramiques basses fréquences. Elles sont décrites comme pour les pertes diélectriques par l'introduction d'un coefficient piézoélectrique complexe. Ces pertes étant inexistantes dans les résonateurs FBARs hautes fréquences, nous n'en tiendront pas compte par la suite.

X. CONCLUSION

La compréhension du phénomène de la piézoélectricité nécessite des connaissances dans des domaines très différents que sont la mécanique des milieux déformables, la cristallographie et l'électromagnétisme. Nous en avons rappelé l'essentiel pour pouvoir aborder la mise en équation de la piézoélectricité.

Pour notre mémoire, nous avons retenu le couple d'équations (S,E), déformation - champ électrique. Ce système d'équations nous servira pour établir un modèle unidimensionnel de la piézoélectricité dans les résonateurs hautes fréquences.

Nous avons expliqué quelles étaient les ondes acoustiques capables de se propager au sein d'un solide piézoélectrique et nous avons vu pourquoi il ne peut y avoir de résonance sans une bonne orientation de la couche piézoélectrique.

Rappelons que les caractéristiques physiques d'un matériau piézoélectrique sont sa permittivité, sa rigidité mécanique, sa densité, son coefficient piézoélectrique. Hormis pour la densité, toutes ces données sont des tenseurs de rang différents. Nous pouvons déjà annoncer qu'il est quasiment impossible de connaître tous les coefficients de ces tenseurs, la mesure de ces coefficients n'étant pas une chose aisée. Seuls des matériaux très étudiés comme le quartz bénéficie de table complète. Sa structure massive, contrairement aux nouveaux matériaux utilisés sous forme de film, a permis d'effectuer des mesures pour toutes ces orientations cristallines. C'est pour cette raison que dans la suite de notre mémoire, nous utiliserons pour l'AIN des valeurs issues de mesure sur matériau massif. Il faudra donc garder à l'esprit que pour un film mince, ces valeurs diffèrent quelque peu.

CHAPITRE III

Modélisation d'un résonateur piézoélectrique

I. INTRODUCTION

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit la fabrication et le fonctionnement d'un résonateur piézoélectrique. Nous allons maintenant décrire différents modèles qui pourront être employés pour la simulation de ces mêmes résonateurs. Ces modèles sont basés, pour les plus simples, sur une modélisation unidimensionnelle de la piézoélectricité. C'est le cas du modèle de Mason ou bien du modèle de Butterworth-Van Dyke. Ces deux modèles ont été développés à l'origine pour étudier le comportement des résonateurs fonctionnant à basse fréquence. Nous présenterons notre modèle analytique unidimensionnel, dérivé à partir des équations couplées (S,E). Pour conclure sur l'analyse unidimensionnelle, nous détaillerons les avantages et les inconvénients de chacun de ces modèles.

Face aux insuffisances des modèles précédemment cités, nous avons travaillé sur la possibilité d'une résolution bidimensionnelle des équations de la piézoélectricité. A partir du formalisme des différences finies appliqué à la piézoélectricité, nous avons élaboré un programme permettant la prédiction de la fréquence de résonance d'un résonateur piézoélectrique monocouche.

Nous comparerons nos résultats avec les simulations piézoélectriques réalisées à partir du logiciel commercial ANSYS. Ce logiciel, basé sur une formulation en éléments finis, permet, à priori, la simulation tridimensionnelle de résonateurs. Nous apporterons quelques éléments de réflexion à ce sujet.

II. LE MODELE DE MASON

II.1 MODELE DE MASON SANS PERTES

Le modèle de Mason [39] est un modèle de type circuit électrique, qui permet de déterminer les fréquences de résonances des résonateurs piézoélectriques. Ce modèle est largement utilisé à basse fréquence pour l'étude, par exemple, des transducteurs. C'est un modèle qui fait appel à une analyse unidimensionnelle de la piézoélectricité. La résolution des équations couplées de la mécanique et de l'électrostatique, associée à une analogie entre le couple courant-tension et le couple force-déplacement, a conduit au schéma électrique suivant :

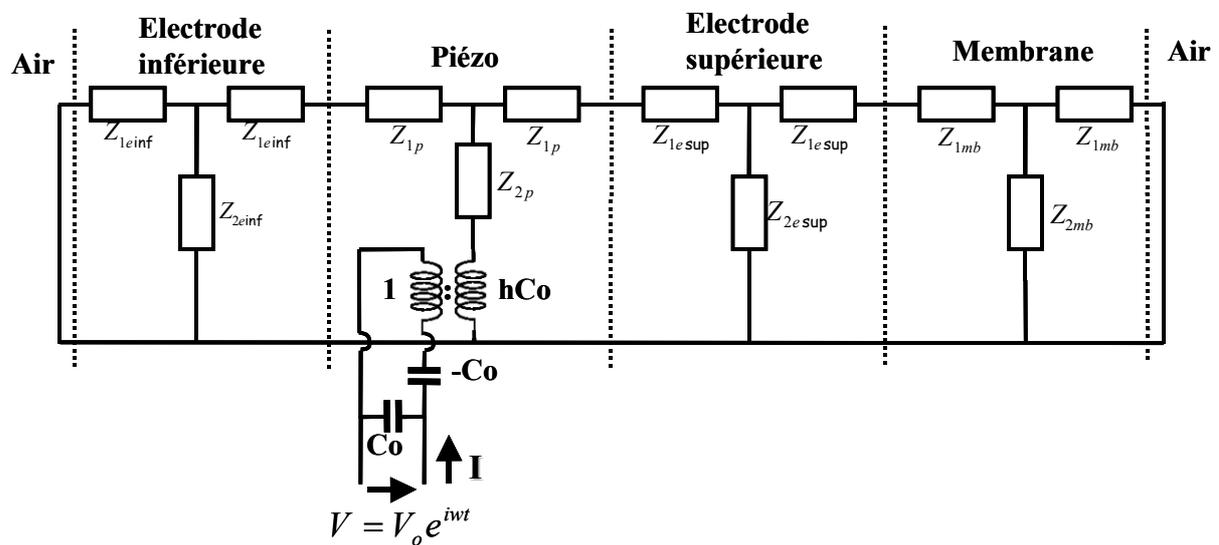


Figure III-1 : Modèle de Mason d'un résonateur piézoélectrique suspendu

On reconnaît sur ce schéma les différentes couches qui composent un résonateur piézoélectrique suspendu :

- la membrane diélectrique
- l'électrode métallique inférieure
- la couche piézoélectrique
- l'électrode métallique supérieure

A chaque couche de la structure correspond un modèle électrique. L'association des impédances Z_1 et Z_2 représente, en utilisant la théorie des lignes, la propagation de l'onde

acoustique dans une couche donnée. Ces impédances sont fonctions des propriétés physiques de la couche, à savoir :

son impédance élastique surfacique, Z_{surf}

la surface active de la couche, S

l'épaisseur de la couche, d

la vitesse acoustique de l'onde dans la couche, V

la fréquence de l'onde acoustique, par l'intermédiaire de la pulsation, ω

$$Z_1 = jZ_{surf} \cdot S \cdot \tan\left(\frac{\omega \cdot d}{2 \cdot V}\right) \quad (\text{Eq. III.1}) \quad Z_2 = -jZ_{surf} \cdot S / \sin\left(\frac{\omega \cdot d}{V}\right) \quad (\text{Eq. III.2})$$

Par rapport aux autres couches, la couche piézoélectrique contient un transformateur électrique significatif de la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique, et vis versa. Le rapport de transformation s'écrit $N = 1/(h \cdot C_0)$ où h est un paramètre fonction de la constante piézoélectrique e du matériau ($h = e/(\epsilon_0 \epsilon_r)$) et où $C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \cdot S}{d_p}$ représente la capacité du résonateur piézoélectrique.

A partir des caractéristiques de chacun des matériaux, il est alors possible de définir chaque élément du modèle de la Figure III-1.

II.2 MODELE DE MASON AVEC PERTES

Tel que nous l'avons présenté, le modèle de Mason est sans pertes. Les pertes dans les résonateurs piézoélectriques hautes fréquences sont diverses :

- Les pertes diélectriques, dues au champ électrique dans la couche piézoélectrique,
- Les pertes électriques, dues à la propagation du champ électromagnétique dans les parties métalliques du résonateur,
- Les pertes mécaniques, qui sont une conséquence de la propagation de l'onde acoustique dans les matériaux.

Il nous faut donc compléter le modèle de Mason en y ajoutant des éléments électriques représentatifs de ces dissipations d'énergie.

Les pertes électriques seront signifiées par l'adjonction de résistances électriques au modèle de Mason. Les pertes diélectriques sont, comme nous l'avons vu au chapitre

précédent, exprimées par une permittivité complexe et les pertes mécaniques sont modélisées par un coefficient de rigidité complexe.

L'introduction d'une partie imaginaire pour la permittivité et pour le coefficient de rigidité entraîne l'apparition de nouveaux composants électriques dans le modèle de Mason.

Le circuit équivalent d'une couche acoustique avec pertes est le suivant :

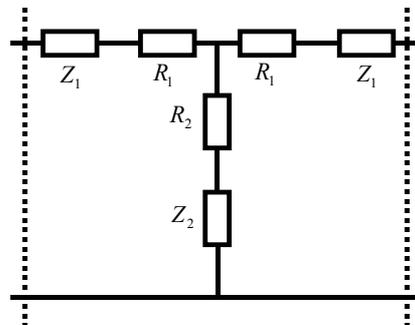


Figure III-2 : Modèle électrique équivalent à une couche acoustique avec perte

Les impédances Z_1 et Z_2 gardent les mêmes expressions que précédemment. Les résistances R_1 et R_2 s'évaluent de la manière suivante :

$$R_1 = -Z_{surf} \cdot S \cdot \alpha \cdot \tan\left(\frac{\omega \cdot d}{2 \cdot V}\right) \quad (\text{Eq. III.3}) \qquad R_2 = \frac{Z_{surf} \cdot S \cdot \alpha}{\sin\left(\frac{\omega \cdot d}{V}\right)} \quad (\text{Eq. III.4})$$

Elles représentent les pertes mécaniques de la couche considérée. R_1 et R_2 dérivent directement des expressions de Z_1 et Z_2 en introduisant une rigidité complexe.

L'élément capacitif de la couche piézoélectrique est lui aussi modifié, et est remplacé par le schéma :



Figure III-3 : Schéma électrique équivalent à la capacité avec pertes

où $ESR = R_s + \frac{tg\delta}{(\omega \cdot C_0)}$, homogène à une résistance, modélise à la fois les pertes diélectriques dans la couche piézoélectrique ($tg\delta$), et les pertes électriques des électrodes métalliques (R_s).

III. LE MODÈLE DE BUTTERWORTH-VAN DYKE

Un résonateur piézoélectrique peut aussi être modélisé par le circuit électrique suivant (Figure III-4) proposé par Butterworth-Van Dyke [41]. Ce schéma électrique est uniquement valable autour de la fréquence de résonance. Le résonateur est dans ce cas modélisé par une capacité fixe C_0 qui traduit son comportement électromagnétique, associée en parallèle avec une branche C_m , L_m série qui représente le comportement acoustique (vibratoire) du résonateur.

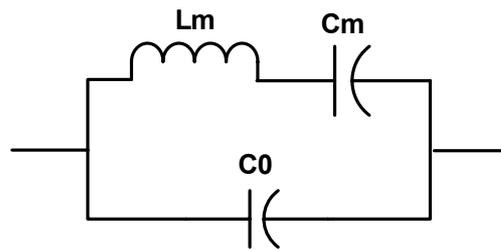


Figure III-4 : Modèle électrique BVD

L'impédance équivalente Z_{eq} du résonateur se calcule aisément :

$$Z_{eq} = \frac{j(\omega L_m - 1/\omega C_m)}{1 - \omega^2 C_0 L_m + C_0 / C_m} \quad (\text{Eq. III.5})$$

On peut en extraire deux pulsations :

la pulsation de la résonance série, pour laquelle l'impédance est minimale. Elle correspond à l'anti-résonance.

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (\text{Eq. III.6})$$

la pulsation de la résonance parallèle, pulsation où l'impédance est maximale et qui définit le phénomène de résonance.

$$\omega_a = \omega_r \sqrt{\frac{C_m + C_0}{C_0}} \quad (\text{Eq. III.7})$$

Dans le cas d'un résonateur monocouche, où seule la couche piézoélectrique est prise en compte, il est possible d'exprimer les éléments L , C du modèle BVD en fonction des paramètres physiques et géométriques du résonateur [41].

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{d_p} \quad (\text{Eq. III.8})$$

$$C_m = \frac{8}{\pi^2} k_t^2 C_0 \quad (\text{Eq. III.9})$$

avec $k_t^2 = \frac{\pi^2}{8} \frac{1}{r} \left(1 - \frac{1}{r}\right)$ et $r = \frac{C_0}{C_m}$

$$L_m = \frac{\pi^3 v_a}{8 \omega_r^3 \varepsilon_r \varepsilon_0 S k_t^2} \quad (\text{Eq. III.10})$$

v_a est la vitesse acoustique

S la surface de la capacité

k_t^2 le carré du coefficient de couplage électromécanique.

d_p l'épaisseur de la couche piézoélectrique

ε_r la permittivité relative du matériau piézoélectrique

ε_0 la permittivité du vide.

Afin de tenir compte des pertes mécaniques dans la couche piézoélectrique, il faut ajouter une résistance R_m en série avec L_m et C_m . Les calculs conduisent à l'expression suivante pour la valeur de cette résistance:

$$R_m = \frac{\pi \eta \varepsilon_r \varepsilon_0}{8 k_t^2 \rho S \omega v_a} \quad (\text{Eq. III.11})$$

où η est la viscosité acoustique du matériau et ρ sa densité volumique.

La couche piézoélectrique est avant tout un diélectrique, ce qui signifie qu'il faut aussi prévoir des pertes diélectriques. Pour ce faire, on adjoint à la capacité statique C_0 une résistance R_0 :

$$R_0 = \frac{tg \delta}{\omega} C_0 \quad (\text{Eq. III.12})$$

où $tg \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$ et $\varepsilon = \varepsilon' - j \varepsilon''$

Le schéma électrique équivalent du résonateur avec pertes devient :

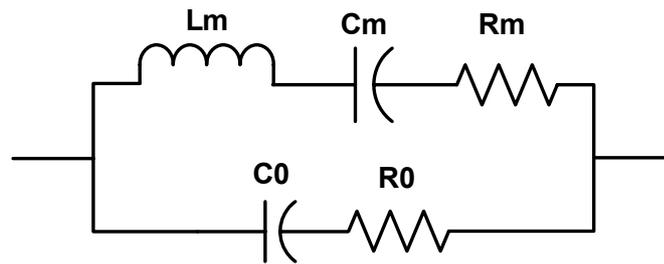


Figure III-5 : Modèle BVD avec pertes

Dans le cas des résonateurs multicouches, il n'est pas possible de définir des expressions analytiques pour L_m , C_m et R_m . Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, les valeurs de ces éléments électriques seront extraites à partir des mesures des résonateurs. On rajoute au modèle une résistance série R_s représentative des pertes électriques dans les électrodes métalliques du résonateur.

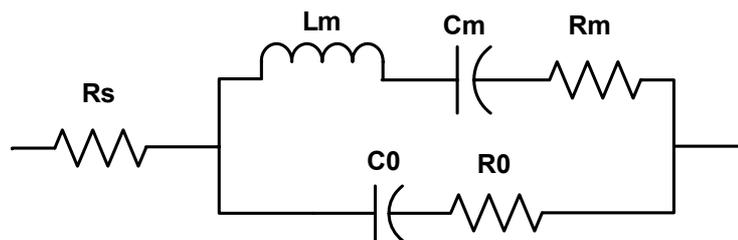


Figure III-6 : MBVD

Ce schéma est connu sous le nom MBVD pour "Modified Butterworth-Van Dyke".

IV. MODELE ANALYTIQUE 1D

IV.1 MODELE 1D POUR LES RESONATEURS SUSPENDUS

Avec comme point de départ les équations de la piézoélectricité et en restreignant notre cas d'étude à une analyse unidimensionnelle, nous allons, dans ce qui suit établir l'expression analytique de l'impédance électrique d'un résonateur piézoélectrique. La Figure III-7 représente une vue en coupe d'un résonateur piézoélectrique. On peut séparer la structure en deux parties : les accès et la capacité, siège des oscillations mécaniques. Dans la suite de notre exposé, nous ferons référence à la capacité comme étant " la partie active" du résonateur.

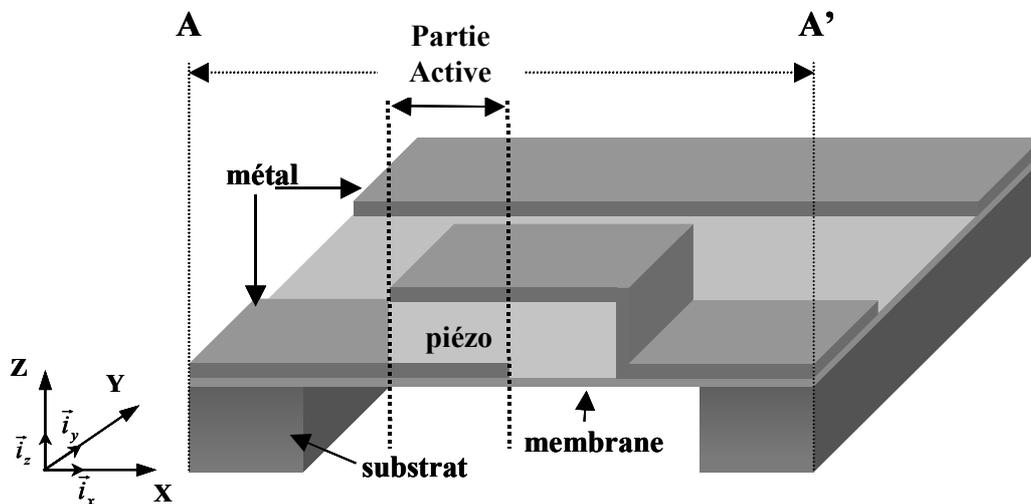


Figure III-7 : Vue en coupe d'un résonateur suspendu

Considérons uniquement la partie active du résonateur (Figure III-8). Dans le cas d'un traitement unidimensionnel de la piézoélectricité, et en ne tenant compte que des vibrations longitudinales du résonateur, les équations couplant la mécanique et l'électromagnétisme s'écrivent dans le milieu piézoélectrique :

$$T_{33}(z) = c_{33}^E \frac{\partial u_z}{\partial z} - e_{33} E_z(z) \quad (\text{Eq. III.13})$$

$$D_z(z) = \epsilon_{33}^S E_z(z) + e_{33} \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (\text{Eq. III.14})$$

Avec T_{33} la contrainte selon \vec{i}_z , c_{33}^E la rigidité, e_{33} le module piézoélectrique, u_z le déplacement des atomes selon \vec{i}_z , ϵ_{33}^S la permittivité et D_z l'induction électrique.

Dans les couches non piézoélectriques la contrainte s'écrit simplement :

$$T_{33}(z) = c_{33}^E \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (\text{Eq. III.15})$$

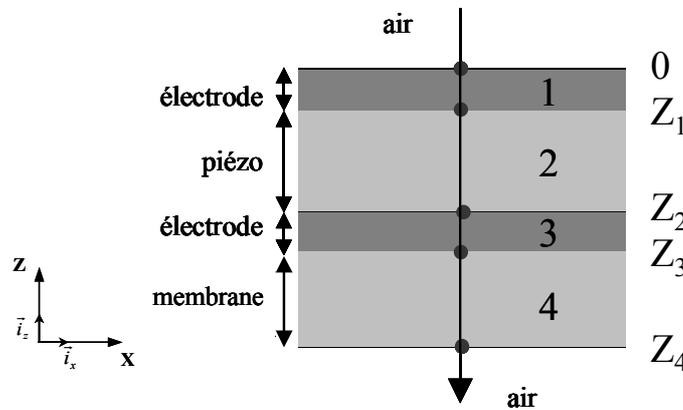


Figure III-8 : Vue 2D de la partie active d'un résonateur suspendu

Dans chacune des couches i ($i=1,2,3$ ou 4) du résonateur, le déplacement mécanique $u_{z,i}$ est de la forme :

$$u_{z,i} = a_i e^{-jk_i z} + b_i e^{jk_i z} \quad (\text{Eq. III.16})$$

avec a_i et b_i les constantes à déterminer et k_i la constante de propagation dans le milieu i selon l'axe \vec{i}_z . k_i dépend de la vitesse acoustique v_i dans la couche i :

$$k_i = \frac{\omega}{v_i} \quad (\text{Eq. III.17})$$

Les inconnues a_i et b_i sont calculées à l'aide des conditions aux limites et de continuités à l'interface entre deux milieux. Les composantes normales de la contrainte T et du déplacement u sont continues au passage de l'interface. Par exemple, la contrainte dans le milieu 1 doit être égale à la contrainte dans le milieu 2 et ceci au point d'ordonnée Z_1 . Il en va de même pour le déplacement mécanique. Par contre, la contrainte au point d'ordonnée 0 est nulle puisque l'air n'oppose aucune résistance. L'application de ces conditions à notre résonateur composé de quatre couches conduit au système d'équation suivant :

$$\begin{aligned}
T_{33,1}(0) &= 0 \\
T_{33,1}(z_1) &= T_{33,2}(z_1) \\
U_{33,1}(z_1) &= U_{33,2}(z_1) \\
T_{33,2}(z_2) &= T_{33,3}(z_2) \\
U_{33,2}(z_2) &= U_{33,3}(z_2) \\
T_{33,3}(z_3) &= T_{33,4}(z_3) \\
U_{33,3}(z_3) &= U_{33,4}(z_3) \\
T_{33,4}(z_4) &= 0
\end{aligned} \tag{Eq. III.18}$$

On obtient un système de huit équations à dix inconnues que sont les constantes a_i , b_i et les valeurs du champ électrique en Z_1 et Z_2 .

En considérant que le milieu piézoélectrique est isolant, et d'après l'équation de Poisson on montre que la composante D_z de l'induction électrique est constante suivant l'axe Z :

$$\frac{\partial D_z}{\partial z} = 0 \tag{Eq. III.19}$$

A partir de cette équation, nous pouvons exprimer $E_z(Z_1)$ et $E_z(Z_2)$ en fonction de D_z et de quelques-uns des coefficients a_i, b_i . Nous obtenons dès lors un système de huit équations à neuf inconnues : les quatre couples (a_i, b_i) et l'induction D_z . L'écriture matricielle de ce système d'équation :

$$AX = B \tag{Eq. III.20}$$

fait apparaître une matrice A dépendante des caractéristiques physiques des différentes couches du résonateur, un vecteur colonne X composé des huit inconnues a_i et b_i et un vecteur colonne B dépendant de la valeur de l'induction D_z dans la couche piézoélectrique.

$$\begin{pmatrix}
 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 \bar{m}_{1,z_1} & m_{1,z_1} & \bar{n}_{2,z_1} & n_{2,z_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 \bar{t}_{1,z_1} & t_{1,z_1} & -\bar{t}_{2,z_1} & -t_{2,z_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & \bar{n}_{2,z_2} & n_{2,z_2} & \bar{m}_{3,z_2} & m_{3,z_2} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & \bar{t}_{2,z_2} & t_{2,z_2} & -\bar{t}_{3,z_2} & -t_{3,z_2} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{m}_{3,z_3} & m_{3,z_3} & -\bar{m}_{4,z_3} & -m_{4,z_3} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{t}_{3,z_3} & t_{3,z_3} & -\bar{t}_{4,z_3} & -t_{4,z_3} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{t}_{4,z_4} & -t_{4,z_4}
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 a_1 \\
 b_1 \\
 a_2 \\
 b_2 \\
 a_3 \\
 b_3 \\
 a_4 \\
 b_4
 \end{pmatrix}
 =
 \begin{pmatrix}
 0 \\
 \frac{e_{33}D_z}{\epsilon_{33}} \\
 0 \\
 \frac{e_{33}D_z}{\epsilon_{33}} \\
 0 \\
 0 \\
 0 \\
 0
 \end{pmatrix}
 \quad (\text{Eq. III.21})$$

avec

$$m_{i,z} = -j c_i k_i e^{jk_i z} \quad n_{i,z} = j k_i (c_i + e_{33}^2 / \epsilon_{33}) e^{jk_i z} \quad t_{i,z} = e^{jk_i z}$$

On remarque aisément que les expressions des (a_i, b_i) sont directement proportionnelles à la valeur de l'induction D_z dans la couche piézoélectrique.

La différence de potentiel U aux bornes de la couche piézoélectrique peut être déterminée en intégrant la composante E_z du champ électrique sur l'épaisseur de la couche considérée :

$$U = - \int_{z_2}^{z_1} E_z(z) dz \quad (\text{Eq. III.22})$$

E_z étant proportionnel à D_z , il s'ensuit que U sera aussi proportionnelle à D_z .

Par définition, le courant de déplacement I est la dérivée temporelle de la charge Q présente à la surface des électrodes, ce qui en régime sinusoïdal équivaut à :

$$I = j\omega Q \quad (\text{Eq. III.23})$$

La continuité de la composante normale de l'induction D à l'interface piézo-métal permet d'exprimer la charge Q en fonction de D_z et de la surface des électrodes métalliques:

$$Q = D_z \cdot S \quad (\text{Eq. III.24})$$

L'expression du courant devient alors :

$$I = j\omega S D_z$$

En vertu de la loi d'Ohm, l'impédance Z du résonateur s'écrit:

$$Z = \frac{U}{j \cdot \omega \cdot S \cdot D_z} \quad (\text{Eq. III.25})$$

U étant proportionnel à D_z , l'impédance Z est au final indépendante de la valeur de D_z , et est de ce fait totalement déterminée :

$$Z = \frac{[(Z_2 - Z_1) - e_{33} \overline{a_2} (e^{-jk_2 Z_2} - e^{-jk_2 Z_1}) - e_{33} \overline{b_2} (e^{jk_2 Z_2} - e^{jk_2 Z_1})]}{j.2\pi f.S.\epsilon_{33}} \quad (\text{Eq. III.26})$$

Dans cette équation le couple $(\overline{a_2}, \overline{b_2})$ est obtenu en résolvant le système matriciel sans tenir compte de D_z . Cette résolution peut se faire manuellement afin d'obtenir l'expression analytique recherchée. Nous avons préféré une résolution numérique qui présente l'avantage de ne pas restreindre le nombre de couches à quatre. En effet, il est très facile de compléter le système matriciel qui présente une périodicité fonction du nombre de couche acoustique. Ceci nous a permis de développer un programme plus général pour pouvoir étudier, par exemple, les résonateurs isolés acoustiquement par un réflecteur de Bragg.

Les pertes mécaniques et diélectriques sont introduites dans le système précédent par respectivement un coefficient de rigidité complexe et une permittivité complexe. Les pertes électriques sont modélisées par une résistance R_s branchée en série avec l'impédance Z du résonateur.

A hautes fréquences, il est d'usage d'utiliser le formalisme des paramètres S (Figure III-9). Le caractère localisé de l'impédance calculée précédemment, permet d'utiliser les transformations suivantes :

$$S_{11} = \frac{Z}{Z + 2Z_0} \quad S_{12} = \frac{2Z_0}{Z + 2Z_0} \quad (\text{Eq. III.27})$$

où Z_0 est l'impédance de normalisation.

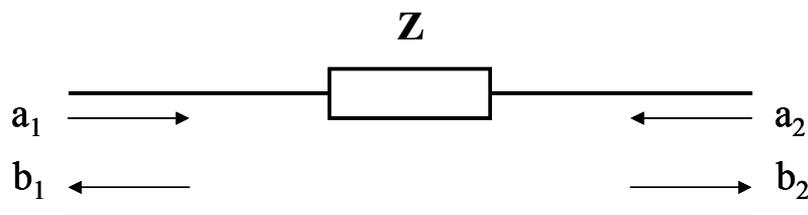


Figure III-9 : Quadripôle impédance

$$\begin{pmatrix}
1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\bar{m}_{1,z_1} & m_{1,z_1} & \bar{n}_{2,z_1} & n_{2,z_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\bar{t}_{1,z_1} & t_{1,z_1} & -\bar{t}_{2,z_1} & -t_{2,z_1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \bar{n}_{2,z_2} & n_{2,z_2} & \bar{m}_{3,z_2} & m_{3,z_2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & \bar{t}_{2,z_2} & t_{2,z_2} & -\bar{t}_{3,z_2} & -t_{3,z_2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \bar{m}_{3,z_3} & m_{3,z_3} & \bar{n}_{4,z_3} & n_{4,z_3} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \bar{t}_{3,z_3} & t_{3,z_3} & -\bar{t}_{4,z_3} & -t_{4,z_3} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{n}_{4,z_4} & n_{4,z_4} & \bar{m}_{5,z_4} & m_{5,z_4} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{t}_{4,z_4} & t_{4,z_4} & -\bar{t}_{5,z_4} & -t_{5,z_4} \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \bar{t}_{5,z_5} & -t_{5,z_5}
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
a_1 \\
b_1 \\
a_2 \\
b_2 \\
a_3 \\
b_3 \\
a_4 \\
b_4 \\
a_5 \\
b_5
\end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix}
0 \\
\frac{e_{33}D_{z,2}}{\epsilon_{33}} \\
0 \\
\frac{e_{33}D_{z,2}}{\epsilon_{33}} \\
0 \\
\frac{e_{33}D_{z,4}}{\epsilon_{33}} \\
0 \\
\frac{e_{33}D_{z,4}}{\epsilon_{33}} \\
0 \\
0
\end{pmatrix}$$

Il nous faut calculer la tension aux bornes de l'entrée et la tension aux bornes de la sortie. Ces tensions sont calculées à partir de l'intégrale du champ électrique entre Z_1 et Z_2 pour V_1 et Z_3 et Z_4 pour V_2 :

$$V_1 = -\int_{Z_2}^{Z_1} E_{z,2}(z) dz \quad \text{et} \quad V_2 = -\int_{Z_3}^{Z_4} E_{z,4}(z) dz \quad (\text{Eq. III.29})$$

$$\text{avec} \quad E_{z,2}(z) = \frac{D_{z,2}}{\epsilon_{33}} - \frac{e_{33}}{\epsilon_{33}} \frac{\partial u_{z,4}}{\partial z} \quad (\text{Eq. III.30})$$

$$E_{z,4}(z) = \frac{D_{z,4}}{\epsilon_{33}} - \frac{e_{33}}{\epsilon_{33}} \frac{\partial u_{z,4}}{\partial z}$$

et

$$\begin{aligned}
u_{z,2} &= a_2 e^{-jk_2 z} + b_2 e^{jk_2 z} \\
u_{z,4} &= a_4 e^{-jk_4 z} + b_4 e^{jk_4 z}
\end{aligned} \quad (\text{Eq. III.31})$$

La résolution du système matriciel permet de calculer les coefficients (a_2, b_2) et (a_4, b_4) en fonction des inductions électriques $D_{z,2}$ et $D_{z,4}$. Les tensions V_1 et V_2 sont, au final, aussi fonction des inductions $D_{z,2}$ et $D_{z,4}$.

Il est maintenant possible de déterminer la matrice admittance du système (Figure III-11):

$$\begin{cases} I_1 = Y_{11} \cdot V_1 + Y_{12} \cdot V_2 \\ I_2 = Y_{21} \cdot V_1 + Y_{22} \cdot V_2 \end{cases} \quad (\text{Eq. III.32})$$

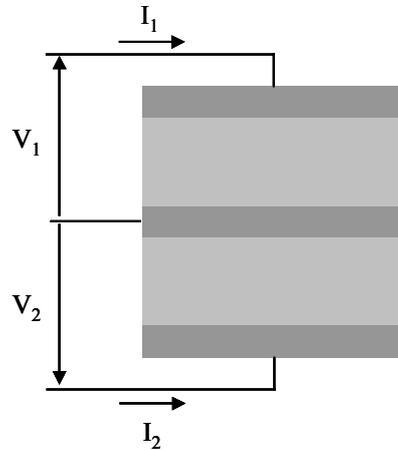


Figure III-11: Courants et tensions d'un résonateur SC

Pour ce faire, l'un des ports est mis à la masse, tandis qu'un potentiel unité est appliqué à l'autre port. Ainsi les courants I_1 et I_2 calculés sont respectivement égaux à Y_{11} et Y_{21} . Pour trouver Y_{12} et Y_{22} , nous appliquons la même procédure en intervertissant les ports.

A partir de cette matrice admittance, nous en déduisons les paramètres S du résonateur SC. Si le résonateur SC est suspendu, il suffit de compléter le système matriciel en rajoutant une couche supplémentaire. Il en est de même dans le cas d'une isolation acoustique avec réflecteur de Bragg où le nombre de couche à rajouter dans la matrice dépendra de l'isolation souhaitée.

Les calculs développés ci-dessus s'appliquent aussi à la simulation de résonateurs couplés par l'intermédiaire d'une couche acoustique (CRF).

V. AVANTAGES ET INCONVENIENTS DES DIFFERENTS MODELES

V.1 LE MODELE MBVD

Le terme simplicité est sans aucun doute ce qui caractérise le mieux le modèle MBVD. Sa représentation par des éléments électriques le rend facilement exploitable avec les nombreux logiciels de simulation de circuits électriques. L'équation simple de son impédance électrique permet de déduire les expressions des résonances série et parallèle ainsi que celle du coefficient de couplage électromécanique. Pour les résonateurs fonctionnant à basses fréquences, connaissant les propriétés du matériau piézoélectrique, il est possible de prédire fidèlement le comportement du résonateur autour de sa résonance fondamentale. Les harmoniques d'ordres supérieures sont également prédites en complétant le circuit par des branches séries (L_m , C_m , R_m) montées en parallèle. Un terme supplémentaire, représentatif du rang de l'harmonique intervient alors dans les expressions des éléments R_m , L_m et C_m .

Tout ceci n'est plus valable à hautes fréquences où chacune des couches du résonateur a son importance. Le modèle ne peut plus être utilisé comme outil prédictif. Est-ce à dire qu'il est sans aucune utilité pour l'étude des résonateurs piézoélectriques microondes ? Certes non, et nous tenterons de le démontrer.

V.2 LE MODELE DE MASON

Contrairement au modèle MBVD, où la nature électromécanique des résonateurs piézoélectriques apparaît peu (la branche mécanique est quelque peu hermétique à toutes interprétations physiques ...), le modèle de Mason dissocie très clairement la partie mécanique de la partie électrique. La propagation de l'onde acoustique à travers les différents milieux mécaniques est clairement représentée et la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique est justement signifiée par le transformateur électrique. La représentation électrique de ce modèle le rend aussi facilement exploitable que le modèle MBVD, même si sa mise en œuvre est un peu plus délicate. Le modèle est plus large bande que celui de BVD puisqu'il permet l'étude du résonateur hors résonance, de même que la prédiction des harmoniques supérieures. La simulation d'un réflecteur de Bragg ne présente pas de difficulté car le modèle est extensible. Ainsi le modèle de Mason est un bon candidat pour l'étude des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences et c'est pour cela qu'il est utilisé [5].

V.3 LE MODELE ANALYTIQUE 1D

La mise au point de ce programme a servi d'outil pédagogique pour l'apprentissage de la piézoélectricité. Il sera pour la suite de nos travaux l'outil de simulation principal pour nos résonateurs piézoélectriques. Ceci pour plusieurs raisons :

- Sa rapidité de calcul, comparable à celle du modèle de Mason.
- On peut remonter à certaines données physiques, comme le déplacement mécanique des atomes. Ceci permet d'appréhender plus physiquement la piézoélectricité.
- Le nombre de couches décrivant le résonateur peut être supérieur à quatre. La simulation de résonateurs à réflecteurs de Bragg se fera aisément.
- Notre outil offre d'autre part une grande souplesse d'utilisation et nous permet d'inclure dans l'analyse des sous-programmes pour calculer automatiquement le facteur de qualité ou bien le coefficient de couplage électromécanique du résonateur simulé.
- Le programme contient une base de donnée pour les matériaux. Il nous suffit d'y piocher pour simuler très rapidement l'impact qu'occasionne le choix de telles ou telles électrodes métalliques.
- Le programme disposant d'une interface graphique, cela le rend accessible à tous et sa compilation possible en langage C permet de l'exporter sur n'importe quelles machines. C'est un outil qui peut s'avérer utile, par exemple, pour ceux qui travaillent sur les techniques de dépôts et qui ne sont pas à la base formés à l'hyperfréquence. En quelques secondes, il leur est facile de prévoir les épaisseurs des couches à épitaxier pour obtenir la bonne fréquence de résonance.

VI. EXTRACTION DES PARAMETRES R, L, C DU MODELE MBVD

VI.1 METHODOLOGIE D'EXTRACTION DES PARAMETRES R, L, C

Le modèle MBVD n'est pas utilisable pour la simulation prédictive des résonateurs piézoélectriques multicouches. En revanche, il trouve son utilité dans l'analyse des résultats des mesures, où chaque résonateur mesuré peut être modélisé par le circuit équivalent de MBVD. Comme nous le verrons plus tard dans ce manuscrit, la conception de filtres à base de résonateur piézoélectrique requiert de connaître parfaitement la réponse de ces derniers. Même avec le meilleur des outils de simulation, il est aujourd'hui impossible de prévoir exactement la réponse d'un résonateur. En effet, les contraintes technologiques, comme par exemple l'épaisseur des couches épitaxiées, sont telles que les fréquences de résonance ne sont prévisibles qu'à 5% près. Il est donc difficile dans ces conditions de prévoir précisément la fréquence centrale ainsi que la bande passante d'un filtre. Afin de faire coller les simulations et la réalisation d'un filtre, il est nécessaire d'effectuer des rétro-simulations basées sur la mesure des résonateurs. C'est à ce stade qu'intervient le modèle MBVD.

Nous avons développé un programme capable d'extraire à partir des mesures les valeurs des paramètres électriques composants le modèle MBVD. Nous en rappelons ci-dessous le schéma électrique :

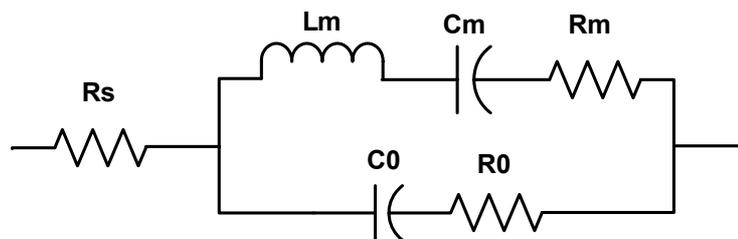


Figure III-12 : Modèle MBVD

L'impédance électrique de tout dipôle peut se décomposer en sa partie réelle et en sa partie imaginaire :

$$Z_{BVD} = \text{Re}(Z_{BVD}) + i \text{Im}(Z_{BVD}) \quad (\text{Eq. III.33})$$

Le calcul de l'impédance permet d'exprimer cette dernière en fonction de la pulsation fréquentielle ω . La partie réelle et la partie imaginaire s'écrivent alors sous la forme d'un rapport de polynôme de la variable ω :

$$\operatorname{Re}(Z_{\text{BVD}}) = \frac{Xr_1 \omega^4 + Xr_2 \omega^2 + Xr_3}{\omega^4 + Xr_4 \omega^2 + Xr_5} \quad (\text{Eq. III.34})$$

$$\operatorname{Im}(Z_{\text{BVD}}) = \frac{Xi_1 \omega^4 + Xi_2 \omega^2 + Xi_3}{\omega^5 + Xi_4 \omega^2 + Xi_5 \omega} \quad (\text{Eq. III.35})$$

L'identification de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance du modèle MBVD avec les équations ci-dessus fournit un système d'équations non linéaires dont les inconnues sont R_m , C_m , L_m , C_0 , R_0 et R_s .

L'extraction des paramètres se fait en deux temps. Un premier programme extrait les coefficients Xi_i et Xr_i de la mesure. Ensuite un second programme résout le système d'équations non linéaires dont la solution fournit R_m , C_m , L_m , C_0 , R_0 et R_s .

La détermination des coefficients Xr_i se déroule de la façon suivante : On choisit cinq points de mesures sur la courbe représentant la partie réelle de l'impédance. On connaît de ce fait la valeur de la partie réelle de l'impédance pour cinq fréquences :

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{Re}(Z(\omega_1)) , \omega_1 \\ \operatorname{Re}(Z(\omega_2)) , \omega_2 \\ \operatorname{Re}(Z(\omega_3)) , \omega_3 \\ \operatorname{Re}(Z(\omega_4)) , \omega_4 \\ \operatorname{Re}(Z(\omega_5)) , \omega_5 \end{array} \right. \quad (\text{Eq. III.36})$$

On construit alors un système de cinq équations dont les inconnues sont les Xr_i .

$$\left\{ \begin{array}{l} Xr_1 \omega_1^4 + Xr_2 \omega_1^2 + Xr_3 - Xr_4 \omega_1^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_1)) - Xr_5 \operatorname{Re}(Z(\omega_1)) = \omega_1^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_1)) \\ Xr_1 \omega_2^4 + Xr_2 \omega_2^2 + Xr_3 - Xr_4 \omega_2^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_2)) - Xr_5 \operatorname{Re}(Z(\omega_2)) = \omega_2^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_2)) \\ Xr_1 \omega_3^4 + Xr_2 \omega_3^2 + Xr_3 - Xr_4 \omega_3^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_3)) - Xr_5 \operatorname{Re}(Z(\omega_3)) = \omega_3^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_3)) \\ Xr_1 \omega_4^4 + Xr_2 \omega_4^2 + Xr_3 - Xr_4 \omega_4^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_4)) - Xr_5 \operatorname{Re}(Z(\omega_4)) = \omega_4^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_4)) \\ Xr_1 \omega_5^4 + Xr_2 \omega_5^2 + Xr_3 - Xr_4 \omega_5^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_5)) - Xr_5 \operatorname{Re}(Z(\omega_5)) = \omega_5^4 \operatorname{Re}(Z(\omega_5)) \end{array} \right. \quad (\text{Eq. III.37})$$

Ce système se résout très facilement par une résolution de Kramer. Afin de s'assurer d'une bonne concordance entre la partie réelle de Z mesurée et celle construite à partir des coefficients Xr_i , le processus est répété plusieurs fois de suite. Pour ce faire, le programme sélectionne de nouveaux couples $(\operatorname{Re}(Z(\omega_i)) , \omega_i)$ par le biais d'une fonction aléatoire qui fournit de nouveaux points de fréquence choisis autour de ceux définis par l'opérateur. Les résultats sont ensuite moyennés.

Cette étape est répétée pour la partie imaginaire de l'impédance. La connaissance de tous les coefficients X_{i_i} et X_{r_i} permet d'aborder la seconde étape : la résolution du système d'équation non-linéaire. Le système est résolu par un algorithme de Newton-Raphson [42]. Cette résolution se fait de manière itérative. La rapidité de convergence du processus dépend d'un vecteur solution initialisé par l'utilisateur. Ce vecteur solution est obtenu dans notre programme par une résolution approchée du système.

VI.2 EVALUATION DE L'EXTRACTION DES PARAMETRES R, L ET C

Différentes impédances de résonateurs piézoélectriques ont été simulées à partir de notre modèle unidimensionnel (résonateur suspendu Pt/AlN/Pt/SiO₂). Nous avons extrait pour chacune de ses simulations le modèles MBVD. Nous avons pu ainsi étudier l'influence de la surface active du résonateur sur les capacités, inductances et résistances du modèle électrique. Seule la résistance R_s (pertes électriques) n'est pas prise en compte. Nous présentons les résultats de cette étude dans le tableau qui suit :

		Surface en $\mu\text{m} * \mu\text{m}$				
		25*25	25*50	50*50	100*50	100*100
Lm	μH	2,050	1,060	0,513	0,256	0,128
Cm	fF	1,650	3,300	6,600	13,200	26,400
C0	pF	0,053	0,107	0,214	0,428	0,857
Rm	Ohm	43,200	21,600	10,800	5,430	2,730
R0	Ohm	10,780	5,410	2,690	1,320	0,670

Tableau III-1 : Valeurs des éléments R, L et C en fonction de la surface active

Sur la première ligne du tableau, nous indiquons la surface active (longueur * largeur), et pour chaque surface, les valeurs des paramètres R, L et C correspondant.

A la lecture de ce tableau, une conclusion évidente s'impose : quand la surface augmente, les capacités C_0 et C_m augmentent, tandis que l'inductance L_m et les résistances R_m et R_0 diminuent.

Pour les capacités C_0 et C_m , ce résultat est en accord avec la définition physique d'une capacité qui spécifie que cette dernière est proportionnelle à la surface des électrodes métalliques. La fréquence de résonance étant indépendante de la surface des électrodes, cela implique que l'inductance L_m doit compenser la variation de capacité C_m . C'est ce que l'on

observe. Enfin, la résistance diélectrique R_0 et la résistance mécanique R_m diminuent bien avec l'augmentation de la surface car les pertes mécaniques et diélectriques sont moindres. En fait, tout se passe comme si l'impédance du résonateur était divisée en un certain nombre de dipôles élémentaires. Plus la surface est grande et plus le nombre de dipôles augmente.

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le modèle MBVD se révélera être un outil pratique pour la simulation de filtres composés de résonateurs piézoélectriques. Mais il peut servir aussi pour la mesure de paramètres physiques :

- Si on connaît l'épaisseur exacte de la couche piézoélectrique et la taille de la surface active du résonateur, on peut remonter à la permittivité diélectrique du matériau piézoélectrique :

$$\varepsilon = \frac{C_0 * \text{épaisseur}}{\text{surface}}$$

- La connaissance de la résistance diélectrique R_0 permet de remonter à la tangente de perte diélectriques :

$$\text{tg}(\delta) = R_0 C_0 \omega$$

Pour le vérifier, nous avons fait varier la valeur de la $\text{tg}(\delta)$ dans notre modèle 1D. Pour chaque impédance simulée, nous avons extrait R_0 puis calculé la tangente de perte diélectrique correspondante. Nous retrouvons la valeur de la tangente diélectrique à 3% près.

VI.3 APPLICATION A LA MESURE

Le programme a été utilisé pour analyser les mesures des résonateurs fabriqués à l'ESIEE Paris au cours d'un projet commun avec l'IRCOM (voir Annexe 1). Le résonateur est un carré de 50 μm de côté. Le cahier des charges impose une résonance à 2.8 GHz. Les électrodes de 220 nm d'épaisseur sont en aluminium. Le résonateur est suspendu sur une membrane de SiO_2 de 350 nm. La couche d'AlN d'épaisseur 1.1 μm , est déposée par pulvérisation cathodique DC réactive sur un substrat Si haute résistivité de 550 μm d'épaisseur. Les accès pour la mesure hyperfréquence sont coplanaires, d'impédance 50 ohms.

Sur la Figure III-13, nous avons tracé la partie réelle de l'impédance du résonateur mesuré ainsi que la partie réelle de l'impédance calculée lors de la première étape du programme. On peut remarquer une très bonne concordance entre la mesure et la fonction

calculée à partir des coefficients X_{ri} . On observe de même sur la Figure III-14 une bonne adéquation entre la partie imaginaire de l'impédance mesurée et celle obtenue par l'extraction des coefficients X_{ii} .

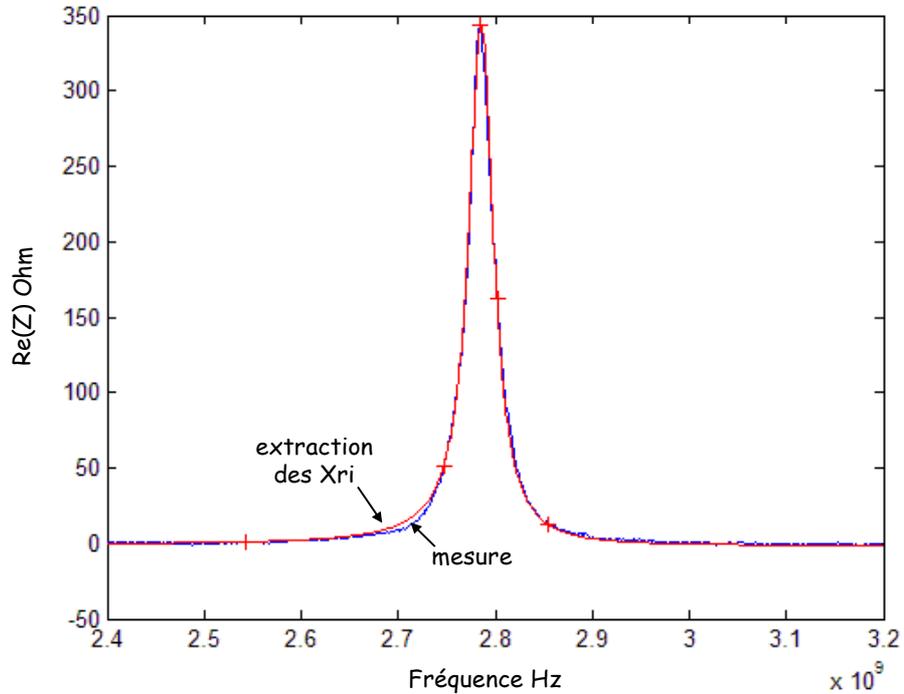


Figure III-13 : Comparaison mesure et extraction des coefficients X_{ri}

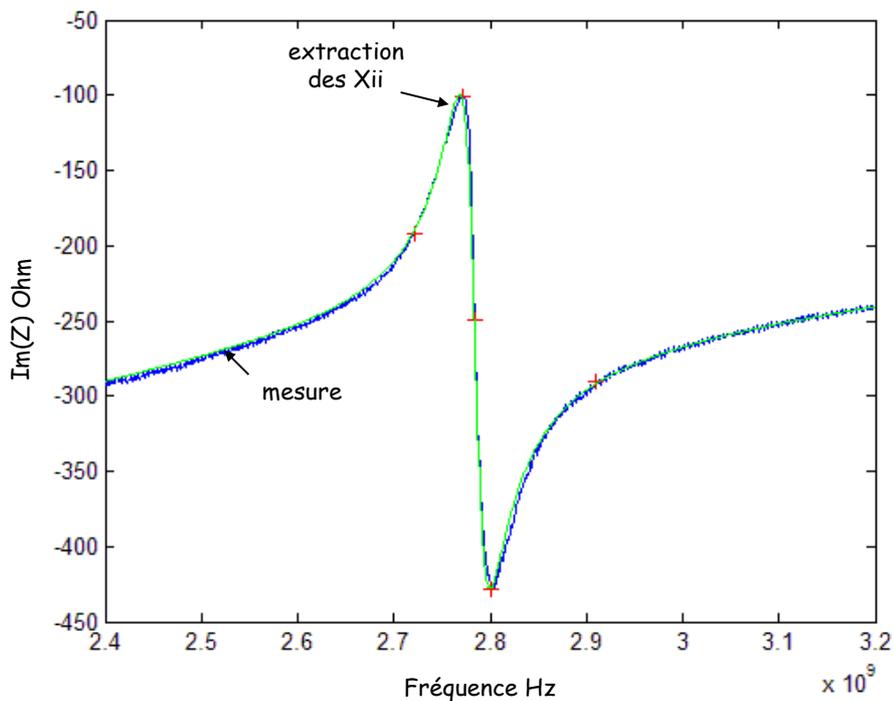


Figure III-14 : Comparaison mesure et extraction des coefficients X_{ii}

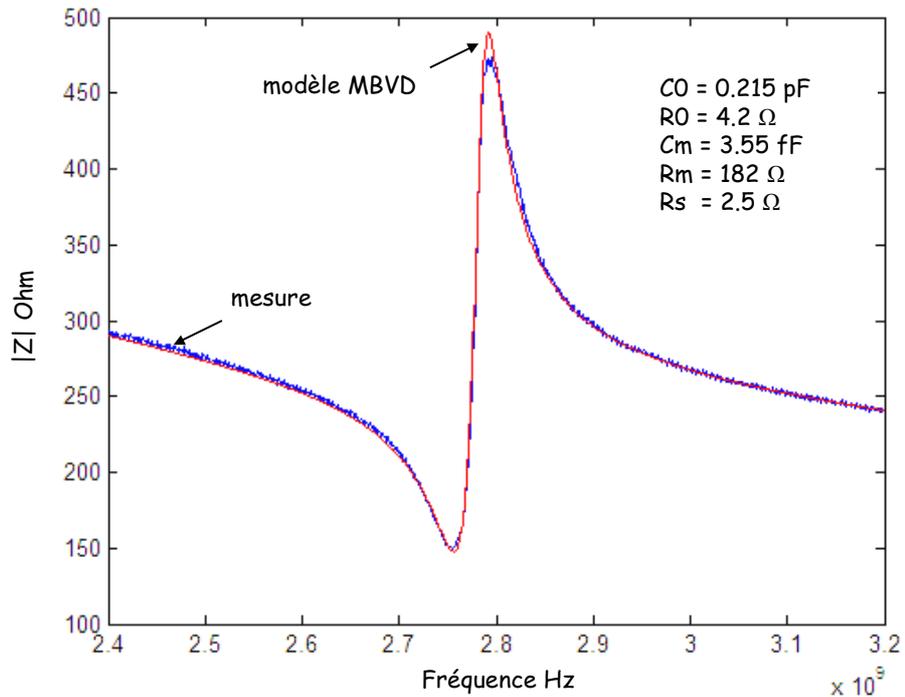


Figure III-15 : Comparaison mesure et modèle MBVD

La Figure III-15 présente le résultat final conduisant à l'évaluation des paramètres R , L et C du modèle MBVD. Là encore, hormis pour le maximum de la valeur absolue de l'impédance, le modèle reflète assez bien avec la mesure. Nous avons indiqué sur cette même figure les valeurs de R_m , C_m , L_m , C_0 , R_0 et R_s .

Le facteur de qualité des résonateurs ne dépassait pas 50. Les analyses aux rayons X ont révélé un défaut dans l'orientation de la couche piézoélectrique, ce qui explique ce très faible facteur de qualité.

VII. MODELISATION EN DIFFERENCES FINIES

C.F Campbell et R.J Weber ont proposé en 1992 une discrétisation 2D en différences finies des équations de la piézoélectricité [43]. Nous avons utilisé le formalisme développé par les auteurs pour étudier la réponse d'un résonateur piézoélectrique hautes fréquences. Les équations de base sont les suivantes :

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i} = -\rho\omega^2 U_j \quad (\text{Eq. III.38})$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Eq. III.39})$$

$$T_{ij} = c_{ijk} \frac{\partial U_k}{\partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \quad (\text{Eq. III.40})$$

$$D_i = e_{ikl} \frac{\partial U_k}{\partial x_l} - \varepsilon_{ik} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \quad (\text{Eq. III.41})$$

On y retrouve la contrainte mécanique T , le déplacement mécanique U , la variable d'espace x , la densité volumique ρ , le potentiel électrique φ , l'induction électrique D , le coefficient piézoélectrique e , la rigidité mécanique c , la permittivité diélectrique ε ainsi que la pulsation fréquentielle ω .

Dans un souci de simplification des écritures, nous ne faisons pas apparaître la sommation sur les indices i, j, k et l qui varient tous de 1 à 3. La numérotation 1,2 et 3 correspondant aux directions respectives x_1, x_2 et x_3 ou encore X, Z et Y (voir Figure III-16).

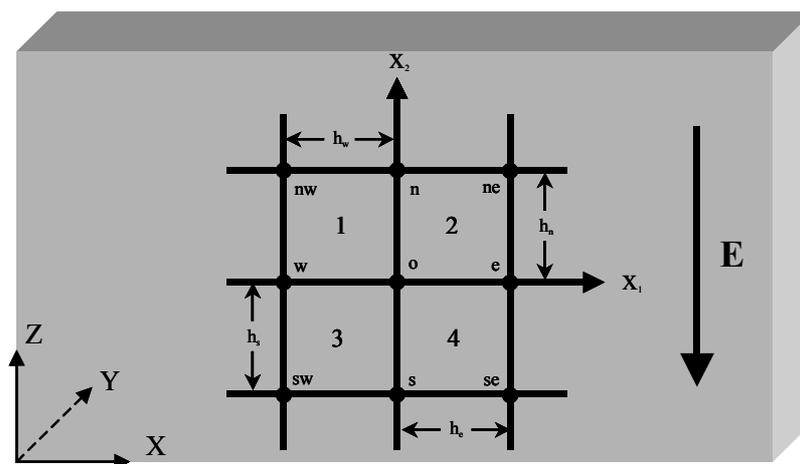


Figure III-16 : Schéma de discrétisation du résonateur

Dans une formulation bidimensionnelle du problème, nous supposons que selon la direction x_3 (ou Y) il n'y a pas de variation possible des degrés de liberté calculés (le déplacement U et

le potentiel électrique ϕ). En utilisant cette hypothèse, les équations III.38, III.39, III.40 et III.41 se combinent pour former un système de deux équations différentielles partielles couplées :

$$c_{1jk1} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1^2} + (c_{1jk2} + c_{2jk1}) \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1 \partial x_2} + c_{2jk2} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_2^2} + e_{11j} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1^2} + (e_{21j} + e_{12j}) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1 x_2} + e_{22j} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} = -\rho \omega^2 U_j \quad (\text{Eq. III.42})$$

$$e_{1k1} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1^2} + (e_{1k2} + e_{2k1}) \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1 \partial x_2} + e_{2k2} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_2^2} - \varepsilon_{11} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1^2} - (\varepsilon_{12} + \varepsilon_{21}) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1 x_2} - \varepsilon_{22} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} = 0$$

$k = 1, 2$ et 3 pour chacune des valeurs de $j = 1, 2$ et 3

D'après [44,45], ces deux équations peuvent être exprimées en une seule équation différentielle :

$$A_{jk} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1^2} + (B_{jk} + C_{jk}) \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_1 \partial x_2} + D_{jk} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_2^2} = \lambda_j U_j \quad (\text{Eq. III.43})$$

$$\text{avec } \lambda_j = \begin{cases} -\rho \omega^2 & j = 1, 2, 3 \\ 0 & j = 4 \end{cases}$$

où les A_{jk} , B_{jk} , C_{jk} et D_{jk} sont des matrices de la forme:

A_{jk}	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$
$j = 1$	c_{11}	c_{16}	c_{15}	e_{11}
$j = 2$	c_{16}	c_{66}	c_{56}	e_{16}
$j = 3$	c_{15}	c_{56}	c_{55}	e_{15}
$j = 4$	e_{11}	e_{16}	e_{15}	$-\varepsilon_{11}$

B_{jk}	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$
$j = 1$	c_{16}	c_{12}	c_{14}	e_{21}
$j = 2$	c_{66}	c_{26}	c_{46}	e_{26}
$j = 3$	c_{56}	c_{25}	c_{45}	e_{25}
$j = 4$	e_{16}	e_{12}	e_{14}	$-\varepsilon_{12}$

C_{jk}	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$
$j = 1$	c_{16}	c_{66}	c_{56}	e_{16}
$j = 2$	c_{12}	c_{26}	c_{25}	e_{12}
$j = 3$	c_{14}	c_{46}	c_{45}	e_{14}
$j = 4$	e_{21}	e_{26}	e_{25}	$-\varepsilon_{21}$

D_{jk}	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 4$
$j = 1$	c_{66}	c_{26}	c_{46}	e_{26}
$j = 2$	c_{26}	c_{22}	c_{24}	e_{22}
$j = 3$	c_{46}	c_{24}	c_{44}	e_{24}
$j = 4$	e_{26}	e_{22}	e_{24}	$-\varepsilon_{22}$

En procédant avec le même changement de variable, les équations III.40 et III.41 deviennent :

$$Q_{1j} = A_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_1} + B_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_2} \quad (\text{Eq. III.44})$$

$$Q_{2j} = C_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_1} + D_{jk} \frac{\partial U_k}{\partial x_2} \quad (\text{Eq. III.45})$$

avec $Q_{ij} = T_{ij}$ pour $j = 1, 2$ et 3 et $Q_{ij} = D_i$ pour $j = 4$.

Ainsi notre problème de départ qui était un système de deux équations différentielles partielles couplées se transforme en une seule équation différentielle partielle. Cette équation différentielle peut maintenant être discrétisée selon un schéma différences finies (Figure III-16). De même, les équations III.44 et III.45 devront être discrétisées car elles serviront à définir les conditions aux limites. Ces conditions aux limites sont une valeur donnée du potentiel sur chaque électrode (selon X_1) et une contrainte nulle, par exemple, sur les bords de la structure (selon X_2).

Les calculs sont effectués à l'aide du logiciel Matlab. Pour chaque point de fréquence, nous calculons pour tous les nœuds du maillage les trois degrés de liberté, U_1 , U_2 et le potentiel électrique ϕ . La connaissance de ces valeurs nous suffit pour remonter au calcul de l'impédance électrique du résonateur.

Le programme permet la simulation de résonateur monocouche, c'est à dire composé uniquement de la couche piézoélectrique. Nous avons simulé une couche d'1 μm d'épaisseur et de 8 μm de long. La Figure III-17 présente la valeur absolue de l'impédance de ce résonateur. Nous n'avons imposé aucune contrainte mécanique sur le résonateur. Nous présentons sur la même figure la réponse obtenue avec notre modèle 1D. Les résultats entre le modèle 1D et le modèle 2D sont concordants. Le niveau de l'impédance hors résonance est identique. On note cependant un petit décalage en fréquence, attribué à une insuffisance du maillage en épaisseur de la structure 2D.

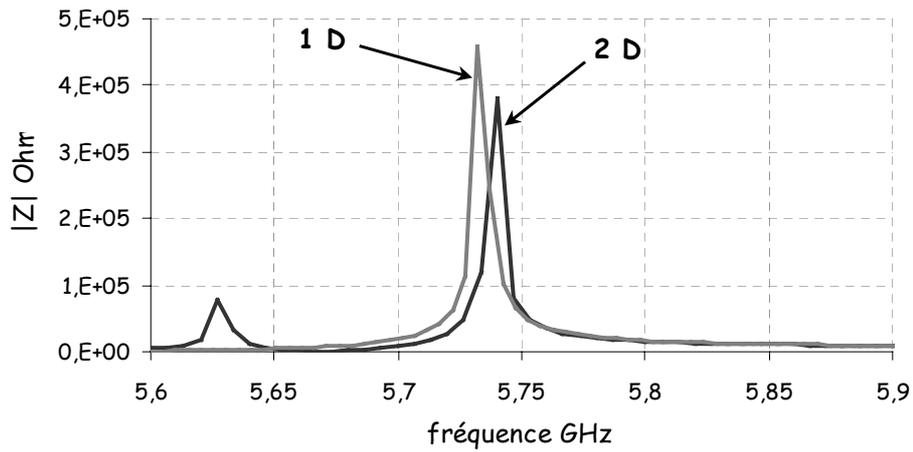


Figure III-17 : Comparaison simulations 2D différences finies et simulation 1D

L'analyse en deux dimensions doit pouvoir confirmer le caractère unidimensionnel du mode longitudinal. Afin de vérifier cela, nous avons tracé la cartographie du potentiel électrique dans le résonateur, ainsi que celles des déplacements mécaniques selon les axes X_1 et X_2 (Figure III-18).

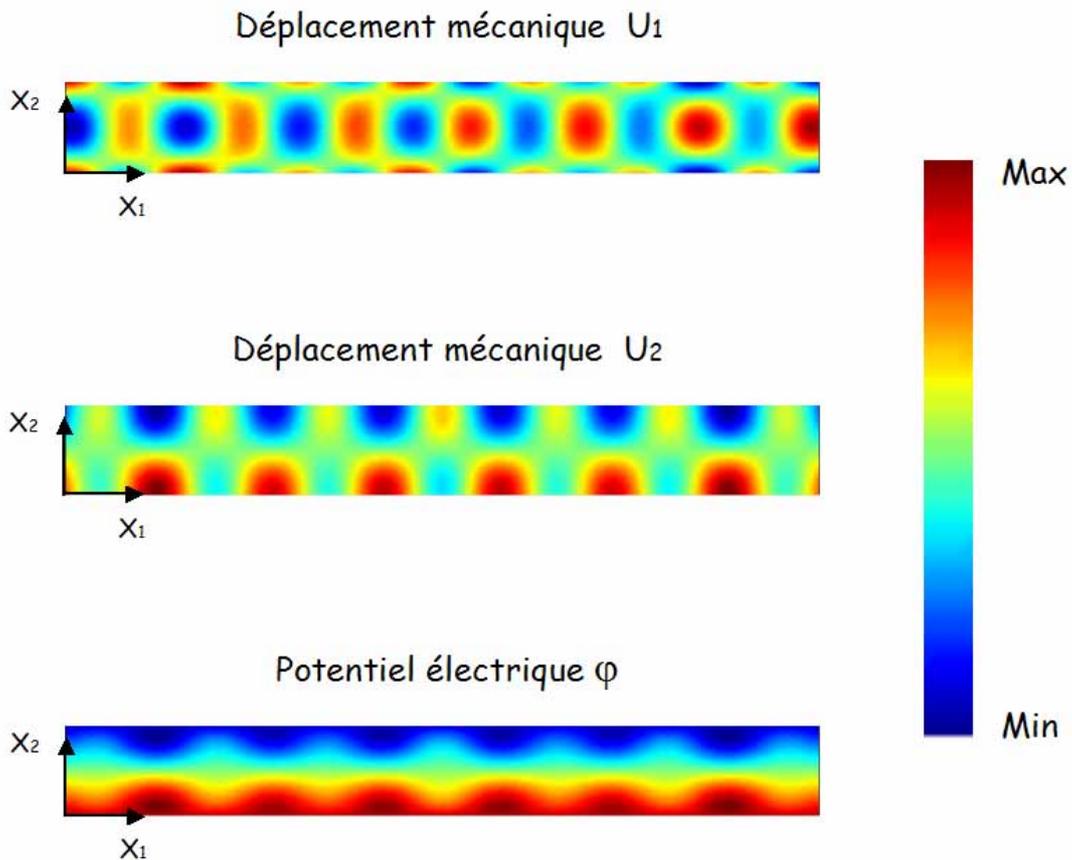


Figure III-18 : Cartographie des déplacements mécaniques et du potentiel électrique

Le déplacement mécanique selon l'axe X_2 est d'un demi-ventre de vibration suivi d'un demi-nœud sur l'épaisseur de la couche piézoélectrique. On a donc bien affaire à une résonance mécanique en $\lambda/2$.

La simulation 2D nous indique la présence d'une résonance à 5.625 GHz à côté du mode longitudinale. Cette résonance sera considérée comme parasite dans notre étude car seule l'harmonique fondamentale du mode longitudinal nous intéresse. Nous ne pouvons lui donner de réalité physique puisque le résonateur que nous avons simulé n'est qu'une approximation du cas réel.

La simulation d'un tel résonateur nécessite 20 minutes de calcul par point de fréquence sur un ordinateur équipé d'un Pentium IV cadencé à 1.8 GHz. Une analyse large bande (par exemple 1GHz) nécessite de ce fait une journée de calcul. La place mémoire occupée par la matrice à inverser est très importante à cause de la discrétisation en différences finies. Le maillage ne peut pas excéder 8000 nœuds, ce qui est dérisoire. Ces remarques expliquent que nous n'ayons pas pu avec ce code simuler des résonateurs dont la longueur dépasse $8\mu\text{m}$. Malgré l'introduction de plans de symétrie mécanique dans le code afin de diminuer le maillage, la prise en compte des électrodes métalliques dans le calcul s'est avérée impossible. Face à ses limites, nous n'avons pas jugé utile de continuer le développement du programme.

À cette même période, nous avons pu obtenir une licence pour le logiciel commercial ANSYS. Nous allons dans ce qui suit le présenter, ainsi que quelques résultats de simulation 2D et 3D de résonateur piézoélectrique hautes fréquences.

VIII. MODELISATION BIDIMENSIONNELLE ET TRIDIMENSIONNELLE : ANSYS

ANSYS est un logiciel commercial d'analyse numérique offrant des possibilités de simulations multiphysiques. Ses domaines d'applications sont vastes : mécanique des solides déformables, mécanique des fluides, électrostatique, électromagnétisme, hyperfréquence, thermique. Il est possible par exemple, de coupler une analyse mécanique avec une analyse thermique. Nous avons eu à notre disposition la version 6.1. Ce logiciel est basé sur un découpage en éléments finis de la structure étudiée. La formulation variationnelle du problème à résoudre est discrétisée, puis la solution est calculée en tenant compte des conditions aux limites.

De part son caractère multiphysique, ANSYS propose un vaste choix d'éléments finis (plus d'une centaine) pour résoudre un grand nombre de problème. Entre le calcul des contraintes sur une pièce mécanique de forme quelconque et le calcul des contraintes sur une poutre en flexion, il n'y a a priori aucunes différences. A ceci près que pour la poutre, une formulation 2D peut suffire (gain en temps de calcul et en place mémoire). On choisira alors dans ce cas un élément fini spécialement dédié. Pour ce qui nous intéresse, ANSYS dispose de 3 éléments finis pour la simulation de système piézoélectrique : 1 élément 2D, PLANE 13 et deux éléments 3D, SOLID5 et SOLID98 [46].

L'élément fini 2D PLANE13 (Figure III-19) peut être utilisé pour une étude magnétique, thermique, électrique, piézoélectrique ou mécanique avec des possibilités de couplage limitées entre ces domaines physiques. L'élément est défini par quatre nœuds disposant chacun au maximum quatre degrés de liberté. Pour une étude piézoélectrique, ces degrés de liberté sont : le potentiel électrique V , le déplacement mécanique selon U_x et celui selon U_y .

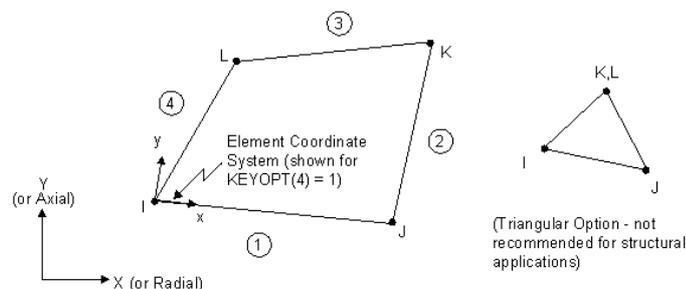


Figure III-19 : Définition géométrique de l'élément fini PLANE 13

L'élément fini SOLID5 (Figure III-20) possède les mêmes champs physiques d'application que PLANE13. C'est un élément 3D défini par huit nœuds ayant chacun quatre degrés de liberté : U_x , U_y , U_z et V .

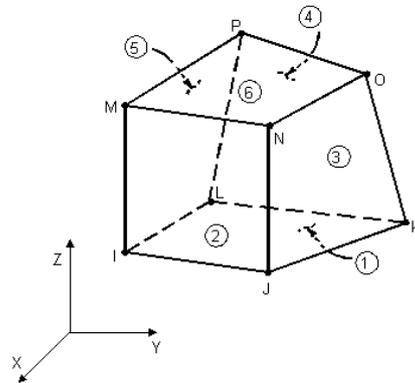


Figure III-20 : Définition géométrique de l'élément SOLID5

L'élément SOLID98 (Figure III-21) diffère de SOLID5 uniquement par sa forme géométrique tétraédrique.

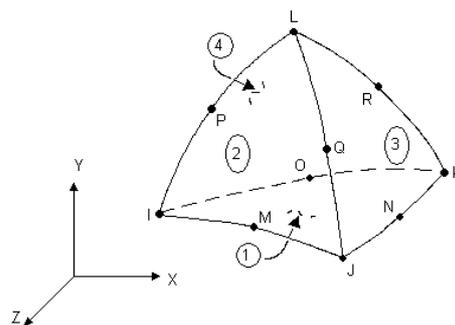


Figure III-21 : définition de l'élément fini SOLID98

Ces éléments finis ont été créés à l'origine pour l'analyse de capteurs piézoélectriques et de transducteurs piézoélectriques basses fréquences. Le maillage de telles structures ne pose pas de problème particulier. Nous avons tenté d'utiliser ces mêmes éléments finis pour la modélisation de nos résonateurs hautes fréquences.

VIII.1 MODELISATION 2D

Notre première approche consista à vérifier les résultats obtenus par la résolution en différences finies. Nous avons simulé un résonateur monocouche de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $8 \mu\text{m}$ de long. Nous avons retrouvé les mêmes fréquences de résonance, $f_0 = 5.740 \text{ GHz}$ et $f = 5.622 \text{ GHz}$. Sur la Figure III-22 nous avons tracé la cartographie des champs du mode fondamental. L'allure des champs est rigoureusement identique à celle de la Figure III-18.

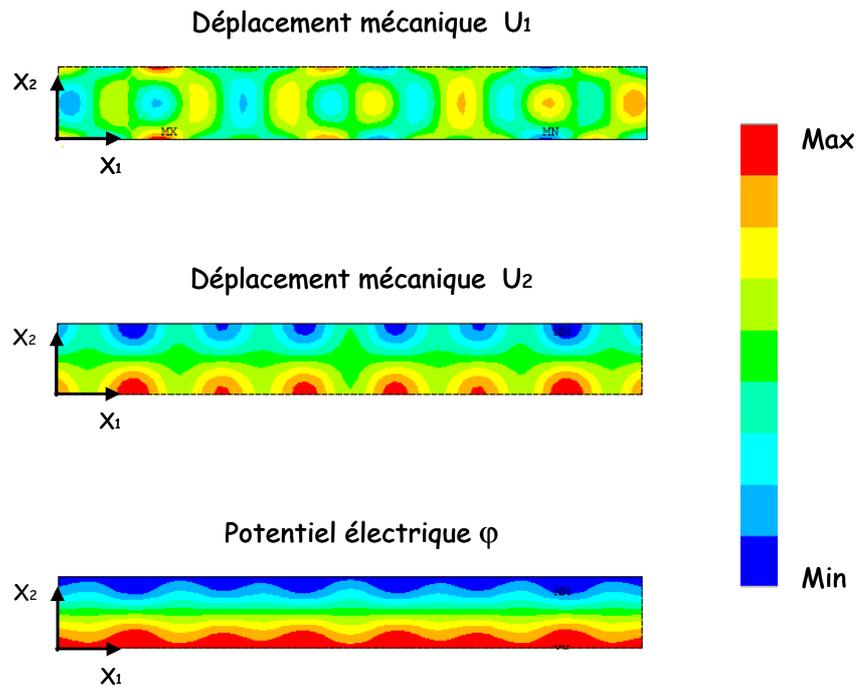


Figure III-22 : Cartographie des déplacements mécaniques et du potentiel électrique à $f_0 = 5.740$ GHz

Face à ces résultats cohérents, nous avons simulé en deux dimensions la structure complète du résonateur (Figure III-23).

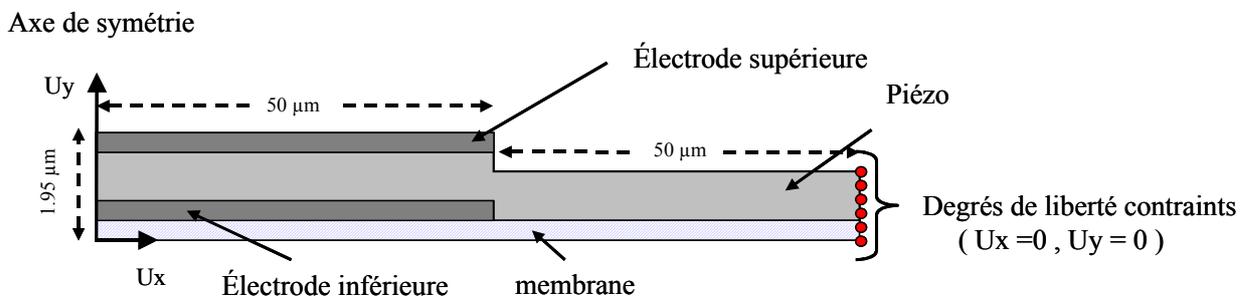


Figure III-23 : Schéma en coupe d'un résonateur suspendu

Les résultats des premières simulations étaient encourageants. La Figure III-24 présente un résultat de simulation 2D que nous avons comparé avec notre modèle analytique 1D.

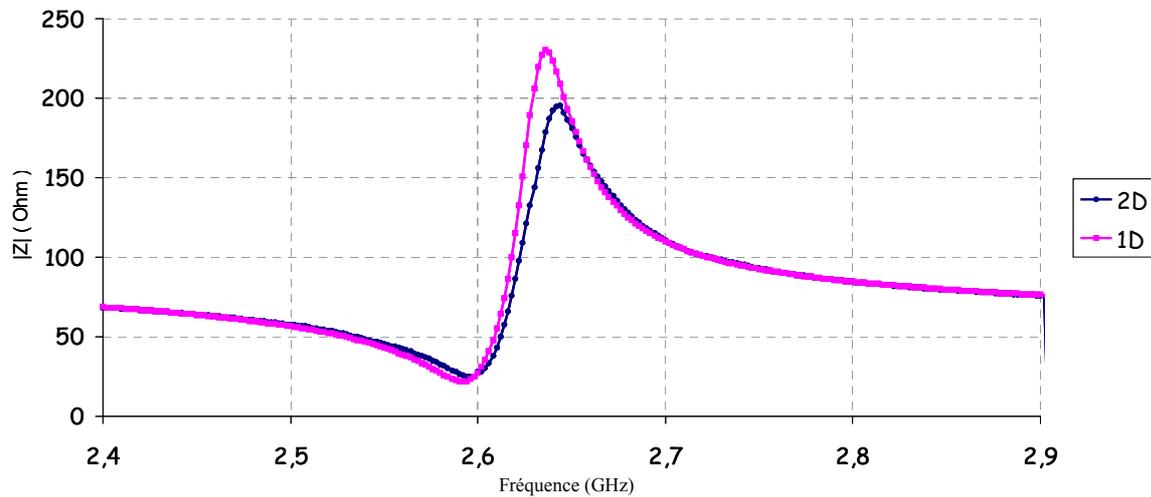


Figure III-24 : Mode fondamental d'un résonateur suspendu de $100 * 100 \mu\text{m}^2$

La suite de notre travail consista à simuler sur une plus large bande le résonateur afin de pouvoir identifier d'éventuels modes parasites. Les résultats confirmaient bien la présence de modes parasites, mais la position de ces modes changeait constamment en fonction du maillage. Si par exemple, nous allongions la membrane d' $1 \mu\text{m}$ ou si nous changions légèrement la taille des électrodes, la position des modes parasites fluctuaient de manière incohérente. Nos études sur la discrétisation verticale de la structure nous avaient conduit à une maille de 40 nm. Nous avons donc appliqué le même critère pour la discrétisation horizontale. Nous avons maillé plus finement la structure, mais cela n'a rien apporté de plus. Nous n'avons pas poursuivi plus loin nos investigations dans la simulation bidimensionnel de nos résonateurs. A ce jour, nous ne comprenons toujours pas les résultats chaotiques obtenus avec l'élément fini plane13 d'ANSYS.

Notre curiosité nous poussa tout de même à essayer l'élément fini SOLID98 pour simuler en trois dimensions notre résonateur. Le maillage de la structure s'est avéré très délicat de part les faibles épaisseurs des couches. Le pas de discrétisation verticale a été maintenu à 40 nm, alors que celui de la discrétisation horizontale ne pouvait être inférieur à $5 \mu\text{m}$. Les possibilités de calcul de notre ordinateur ne permettaient pas de mailler plus finement. Nous présentons sur la Figure III-25 notre unique résultat de simulation 3D. La concordance est assez remarquable avec notre modèle 1D. Mais nous ne pouvons en dire plus. Cette simple simulation a nécessité une semaine en temps de calcul.

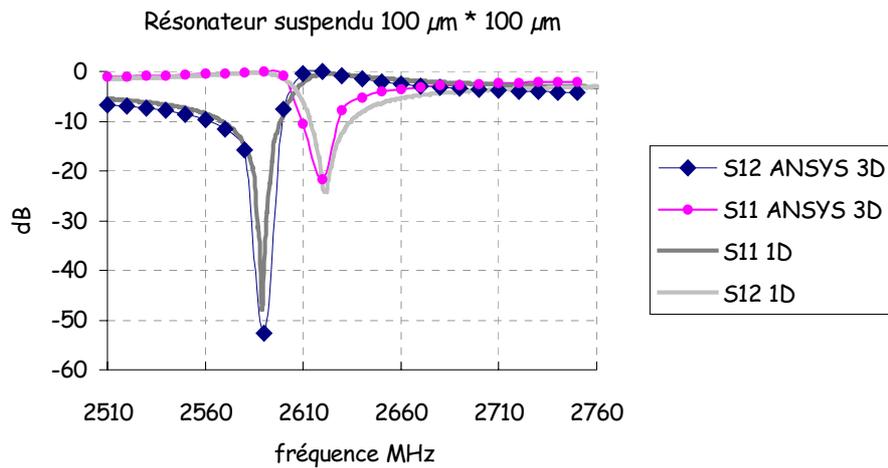


Figure III-25 : Comparaison ANSYS 3D avec notre modèle 1D

Nous ne sommes pas allés plus en avant dans nos investigations. Les simulations avec le logiciel ANSYS, qu'elles soient bidimensionnelles ou tridimensionnelles ne nous ont pas permis de pouvoir étudier la présence des modes parasites. Nous sommes certains que la simulation 2D d'un résonateur monocouche fonctionne puisque nous avons retrouvé les mêmes résultats que ceux présentés dans la publication [47]. Les auteurs y présentaient des simulations et des mesures de résonateurs monocouche basse fréquence. Par contre nous sommes sceptiques faces aux résultats que nous avons obtenus pour la simulation multicouche 2D. Quant à la simulation 3D, nous ne sommes pas en mesure de porter un jugement dessus puisque nous n'avons pas pu pleinement l'exploiter.

La très bonne concordance entre le modèle 1D et les simulations 2D et 3D pour la prédiction du mode fondamentale (excitation longitudinale) pose la question de l'utilité des simulations 2D et 3D. Mis à part le cas des résonateurs SCs, le couplage entre deux résonateurs piézoélectriques ne se fait que par un couplage électrique. Une analyse tridimensionnelle permettrait d'étudier les conditions favorables à un couplage mécanique entre résonateurs. Ceci pourrait déboucher sur de nouvelles structures de filtres piézoélectriques.

La conception des électrodes des résonateurs à son importance. Il n'a pas à priori d'influence sur la fréquence de résonance. Par contre il est certain que la forme de ces électrodes a des conséquences sur l'apparition d'ondulation sur la réponse en transmission du résonateur. Des publications ont montré l'apport d'une dissymétrie de la géométrie des électrodes pour éliminer ces ondulations [10].

C'est pour ces raisons que nous pensons qu'il est nécessaire de poursuivre nos efforts dans la modélisation tridimensionnelle des résonateurs piézoélectriques.

IX. CONCLUSIONS

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils que nous avons développés pour l'étude des résonateurs piézoélectriques :

Notre modèle unidimensionnel se révèle être très pratique et extrêmement simple d'utilisation. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est parfaitement adapté, par exemple, à l'étude des résonateurs suspendus.

L'extraction des paramètres R,L et C du modèle MBVD donne de précieux renseignements sur la couche piézoélectrique. Ce modèle nous permettra par la suite de simuler des filtres en échelle.

Les conclusions sur les essais de simulation 2D et 3D à l'aide d'un logiciel commercial et notre tentative de résolution par différences finies des équations de la piézoélectricité nous ont tout de même confirmé la nécessité de développer un logiciel adapté à l'étude tridimensionnelle des résonateurs piézoélectriques. C'est chose faite, puisque Michel Aubourg, chargé de recherche dans l'équipe "Dispositifs et Circuits Microondes" du laboratoire IRCOM, a développé un code élément finis. Ce Code, en cours d'évaluation, est intégré au logiciel électromagnétique EMXD développé depuis plus de 20 ans à l'IRCOM.

CHAPITRE IV

Du résonateur piézoélectrique à la
synthèse de filtre

I. INTRODUCTION

Nous allons commencer ce chapitre par une étude approfondie d'un résonateur suspendu. Nous verrons quels sont les modes de vibrations susceptibles de s'installer et qu'elle est l'influence des épaisseurs des différentes couches qui forment le résonateur : électrodes, piézoélectrique et membrane.. Nous observerons les effets des pertes électriques, mécaniques et diélectriques sur la réponse en fréquence et nous étudierons l'impact de la surface active des électrodes sur le niveau de l'impédance électrique. La fabrication des résonateurs étant sujette aux imprécisions technologiques, nous évaluerons leurs impacts sur la fréquence de résonance.

Nous aborderons plus en détail l'étude des résonateurs isolés acoustiquement par un réflecteur de Bragg (SMR). La représentation des modes de vibration permettra de comprendre comment agit le réflecteur de Bragg et comment évolue le facteur de qualité en fonction du nombre de couches isolantes.

Dans une deuxième partie, nous expliquerons pas à pas la synthèse d'un filtre en échelle. Nous serons alors plus à même de cerner les avantages et les inconvénients de ce type de filtre.

La compréhension du fonctionnement d'un résonateur SC nous amènera à la synthèse de filtres SCs.

Et pour finir, afin d'élargir la bande passante des filtres, nous étudierons le couplage acoustique de deux résonateurs.

II. ETUDE 1D DU RESONATEUR SUSPENDU

La première étape dans la conception d'un résonateur suspendu consiste à choisir le matériau piézoélectrique en fonction de l'application visée. Une fois ce choix arrêté, il reste à décider des métaux pour les électrodes métalliques. Pour l'électrode inférieure, le choix est conditionné par son accord de maille avec la couche piézoélectrique. La bonne orientation cristalline de cette dernière en dépendra en grande partie. Les épaisseurs des électrodes ne sont pas à prendre au hasard, il y a un compromis entre les pertes électriques (trop importantes si l'épaisseur est trop faible) et les pertes mécaniques. Mais il faut tenir compte aussi de la fréquence de résonance visée. En effet, il peut être préférable d'épaissir les électrodes métalliques plutôt que d'épaissir la couche piézoélectrique. L'orientation de la couche piézoélectrique étant bien meilleure pour de faibles épaisseurs.

II.1 MODES DE VIBRATION D'UN RESONATEUR PIEZOELECTRIQUE

Le plus simple des résonateurs est constitué uniquement d'une couche piézoélectrique. On suppose que les électrodes sont infiniment fines. La fréquence de résonance du mode fondamental pour une excitation longitudinale est dans ce cas là déterminée simplement par la relation :

$$f = \frac{V_{ac}}{2d} \quad (\text{Eq. IV.1})$$

où V_{ac} est la vitesse acoustique et d l'épaisseur du résonateur.

Sur la Figure IV-1, nous avons tracé l'amplitude de la vibration mécanique des trois premiers modes de résonance. Sur l'axe des abscisses nous avons porté l'épaisseur du résonateur et sur l'axe des ordonnées l'amplitude normalisée de chacun des trois modes.

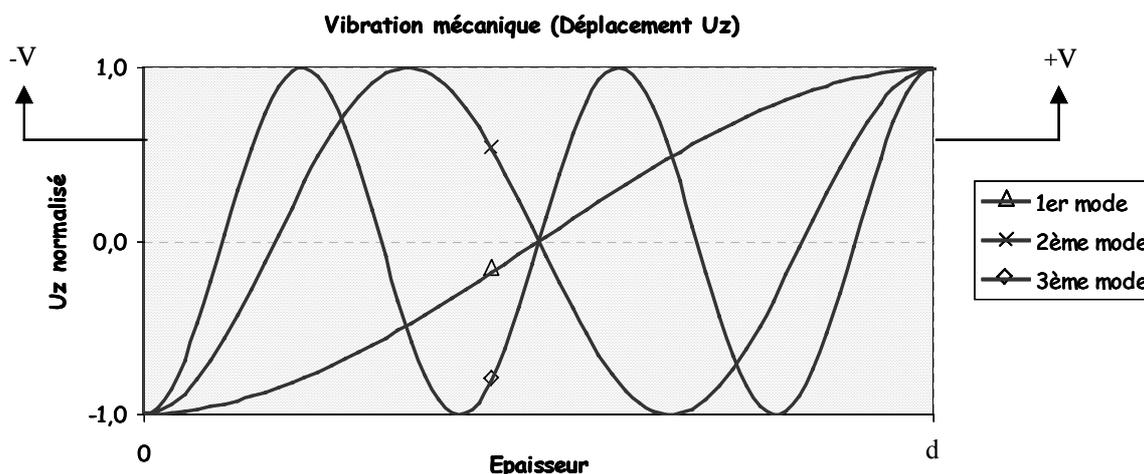


Figure IV-1 : Modes de vibration mécanique d'un résonateur piézoélectrique

Nous noterons λ la longueur d'onde de la résonance. Le premier mode correspond à une résonance en $\lambda/2$, le deuxième mode à une résonance en $3\lambda/2$ et le troisième mode à une résonance en $5\lambda/2$. L'absence de résonance en λ (ou de tout autre multiple entier de la longueur d'onde) s'explique par la nature physique antisymétrique de l'excitation des modes : l'application d'une différence de potentiel sur l'épaisseur du résonateur (par exemple, $-V$ en zéro et $+V$ en d). Les modes de vibration pairs ne peuvent donc pas être excités.

A hautes fréquences, l'épaisseur des électrodes ne peut plus être ignorée pour le calcul des fréquences de résonance. Ces dernières font partie du chemin de l'onde acoustique.

Sur la Figure IV-2 nous avons tracé le déplacement mécanique pour les deux premiers modes de résonance d'un résonateur Al-AlN-Al. Le premier mode est toujours en $\lambda/2$ et le second en $3\lambda/2$.

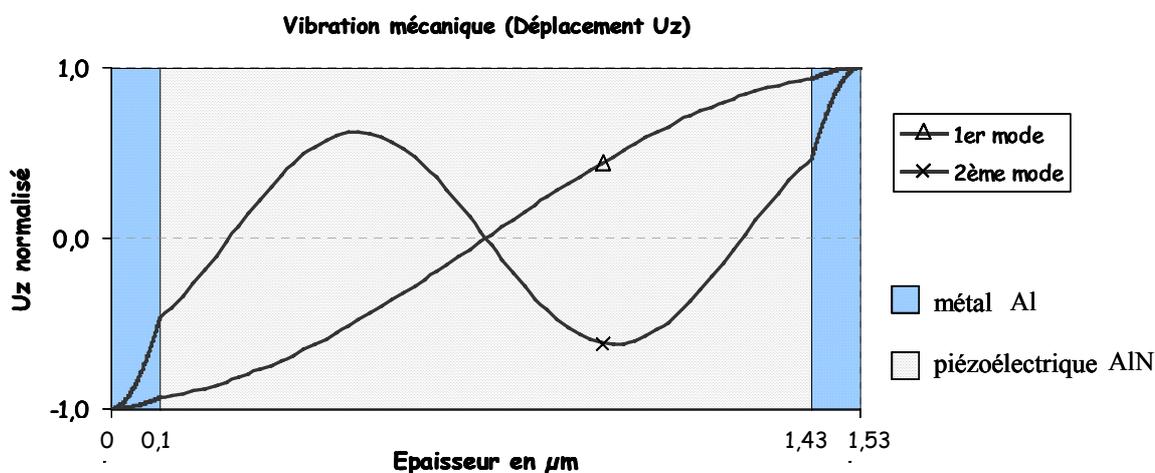


Figure IV-2 : Résonateur piézoélectrique Al-AlN-Al

Le passage de l'onde acoustique des électrodes métalliques au matériau piézoélectrique s'effectue par une discontinuité. Si nous remplaçons la métallisation aluminium par une métallisation en molybdène, la discontinuité disparaît (Figure IV-3).

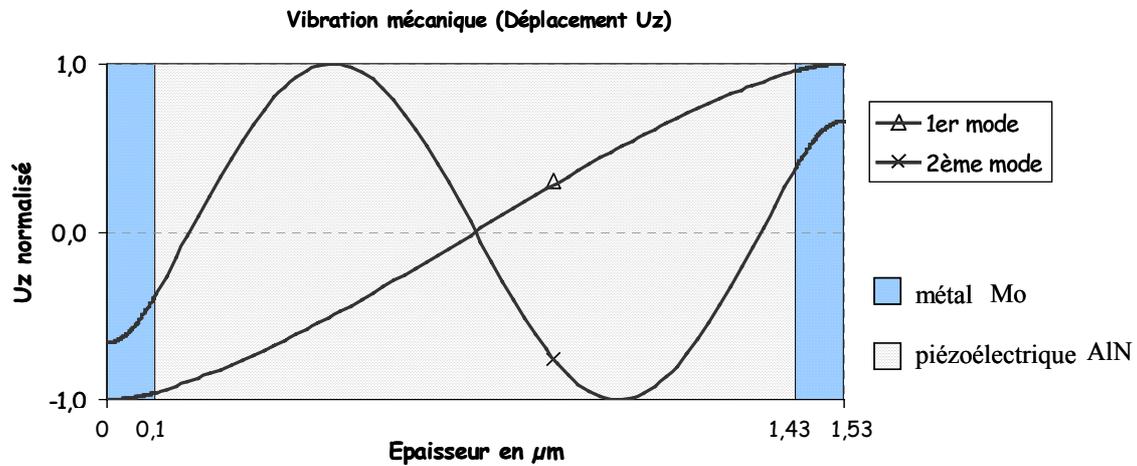
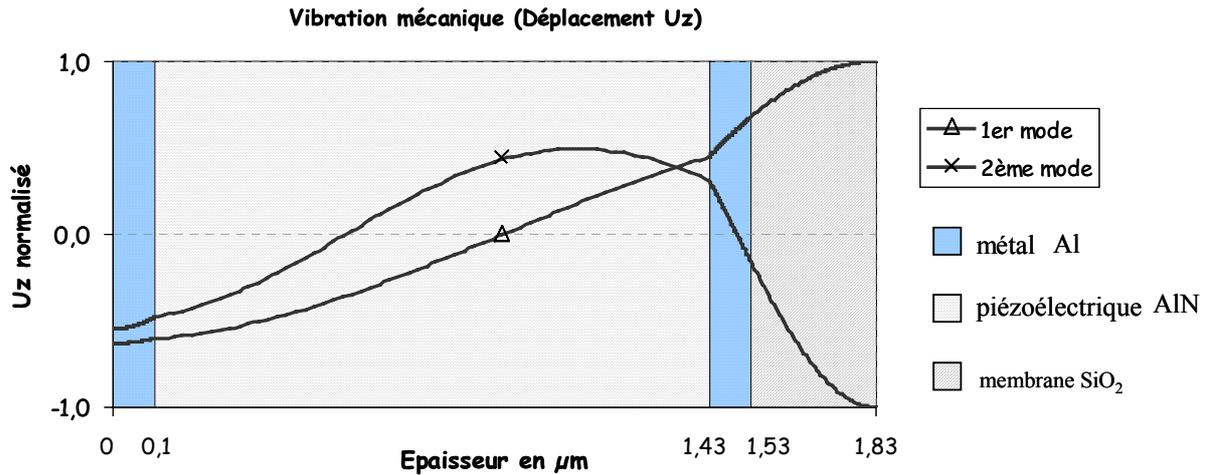


Figure IV-3 : Résonateur piézoélectrique Mo-AlN-Mo

L'explication de cette absence ou non de discontinuité lors du passage de la vibration mécanique d'un milieu vers un autre provient des valeurs des rigidités mécaniques de chacun des milieux. Cette rigidité est de 395 GPa pour le nitrure d'aluminium, de 107 GPa pour l'aluminium et de 400 GPa pour le molybdène. Ainsi lorsque les rigidités sont semblables, la transmission du déplacement mécanique à l'interface des deux milieux se fait sans discontinuité.

Dans la topologie des résonateurs suspendus, il faut prendre en compte la membrane qui supporte le résonateur pour le calcul des fréquences de résonance. Au résonateur Al-AlN-Al nous rajoutons donc une couche supplémentaire représentative de la membrane SiO_2 . La vibration mécanique pénètre dans la membrane. C'est ce qui est représenté sur la Figure IV-4. Nous y avons tracé la vibration mécanique des deux premiers modes de résonances de la structure. La première résonance est toujours en $\lambda/2$ alors que la seconde résonance approche la longueur d'onde. L'épaisseur de la membrane a été fixée pour ce cas d'étude à 300 nm. Si nous avons choisi une épaisseur égale à la demi-longueur d'onde, le second mode de résonance de notre structure aurait été une résonance parfaite en λ . Ainsi, dans cette configuration de résonateur suspendu, il est possible d'exciter tous les modes du résonateur, à savoir les modes pairs et les modes impairs.



Généralement, les matériaux composants les membranes sont à très fortes pertes mécaniques. De ce fait, il est préférable d'avoir la membrane la plus fine possible. Le résonateur ne fonctionne plus alors que sur des modes impairs.

II.2 INFLUENCE DES PERTES SUR L'IMPEDANCE

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier l'impact des pertes sur la réponse en fréquence d'un résonateur suspendu. La fréquence de résonance de notre résonateur est choisie à 3GHz. Nous supposons que la technologie suspendue nous impose une membrane SiO₂, d'épaisseur fixe égale à 300 nm. Les électrodes métalliques seront en aluminium, et le matériau piézoélectrique sera du nitrure d'aluminium. La simulation 1D nous indique, par exemple, 100 nm pour l'épaisseur des électrodes et 1.325 μm pour l'épaisseur d'AIN. Une simulation large bande permet de repérer la position de l'harmonique de rang 2 du mode longitudinal à 5.1 GHz (Figure IV-5). Au passage, nous pouvons observer l'enveloppe de la transmission qui traduit le comportement capacitif du résonateur (capacité C_0 du modèle MBVD).

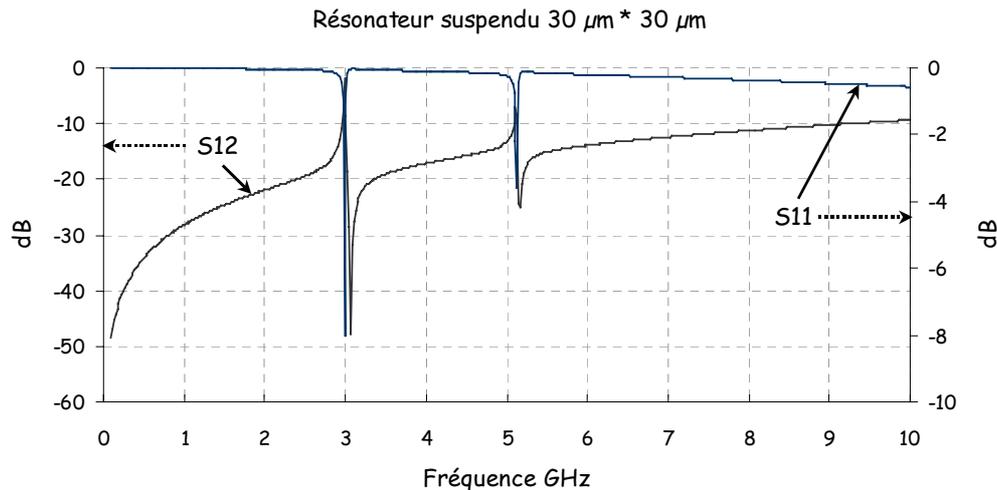


Figure IV-5 : Simulation large bande

Les pertes mécaniques, diélectriques et électriques ne peuvent être ignorées lors des simulations de résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. Les pertes électriques sont prises en compte par l'adjonction d'une résistance électrique à l'impédance calculée par le modèle 1D. Dans le tableau qui suit, nous avons reporté les paramètres que nous avons utilisés pour la simulation des pertes mécaniques et diélectriques. Les pertes mécaniques sont spécifiées par l'intermédiaire de la constante de temps mécanique τ . Les pertes électriques ont été fixées à 0.3 Ohm.

$\tan\delta$ AlN	0.001
τ AlN	32 fs
τ SiO ₂	0.1 ps
τ Al	1 ps

Tableau IV-1 : Atténuation acoustique

Les Figure IV-6, Figure IV-7, Figure IV-8 permettent de juger de l'impact des pertes sur l'impédance et sur la réponse en transmission et en réflexion d'un résonateur suspendu.

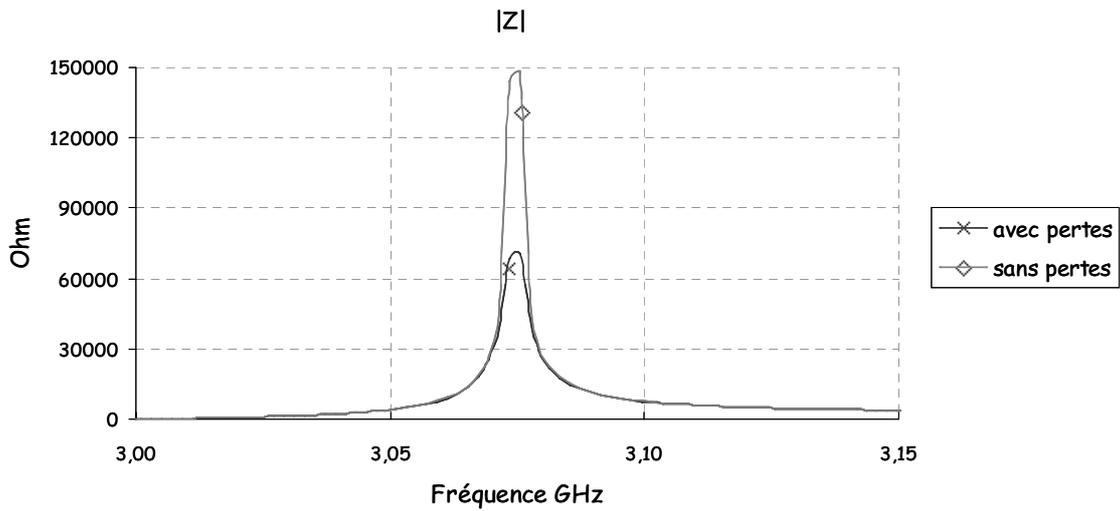


Figure IV-6 : Impédance d'un résonateur suspendu

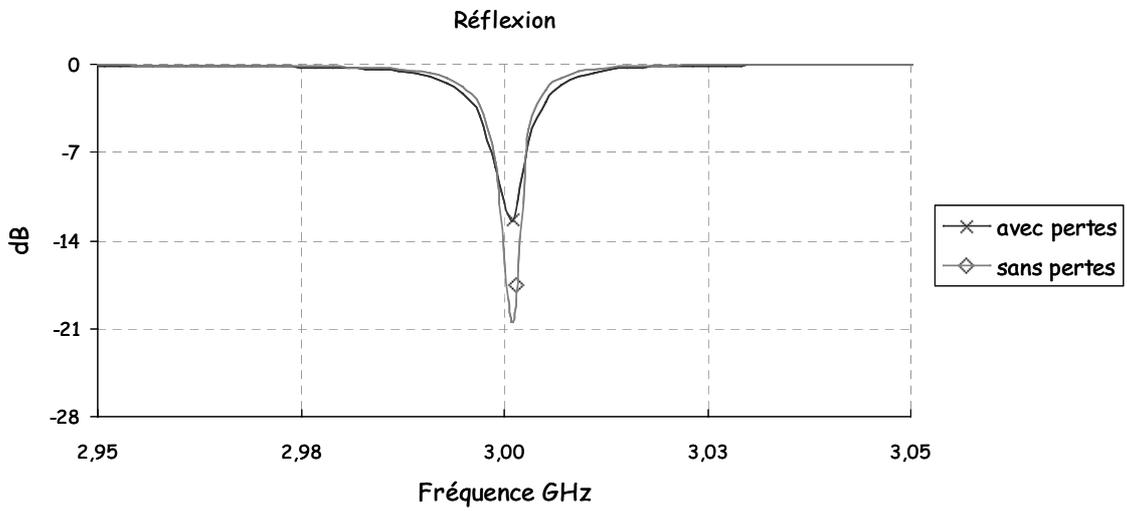


Figure IV-7 : Réflexion d'un résonateur suspendu

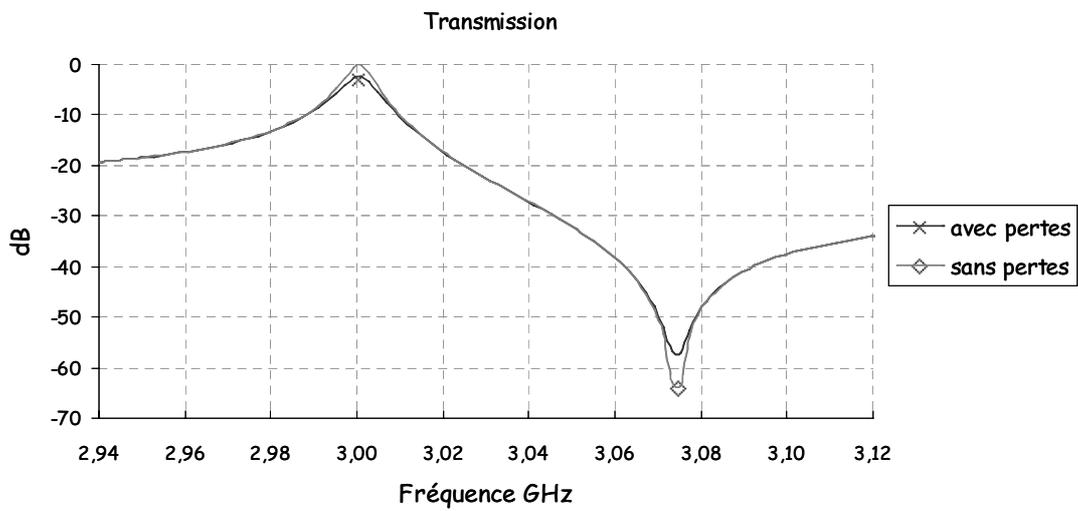


Figure IV-8 : Transmission d'un résonateur suspendu

II.3 INFLUENCE DE LA SURFACE ACTIVE SUR L'IMPEDANCE ELECTRIQUE

La fréquence de résonance du résonateur définie, il ne reste plus qu'à choisir la surface de la zone active. Afin d'apprécier le comportement du résonateur en fonction de cette surface, nous avons tracé sur la Figure IV-9 les coefficients de transmission et sur la Figure IV-10 les coefficients de réflexion d'un résonateur suspendu pour différentes surfaces. Nous avons gardé les mêmes pertes que précédemment et supposé que le résonateur était de forme carrée. La taille du résonateur est indiquée en légende.

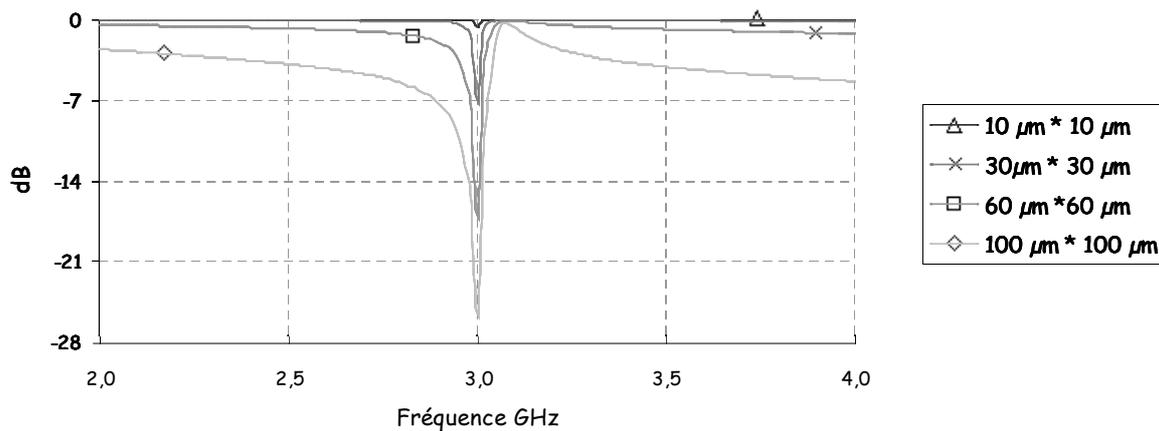


Figure IV-9 : Influence de la surface active sur la réflexion

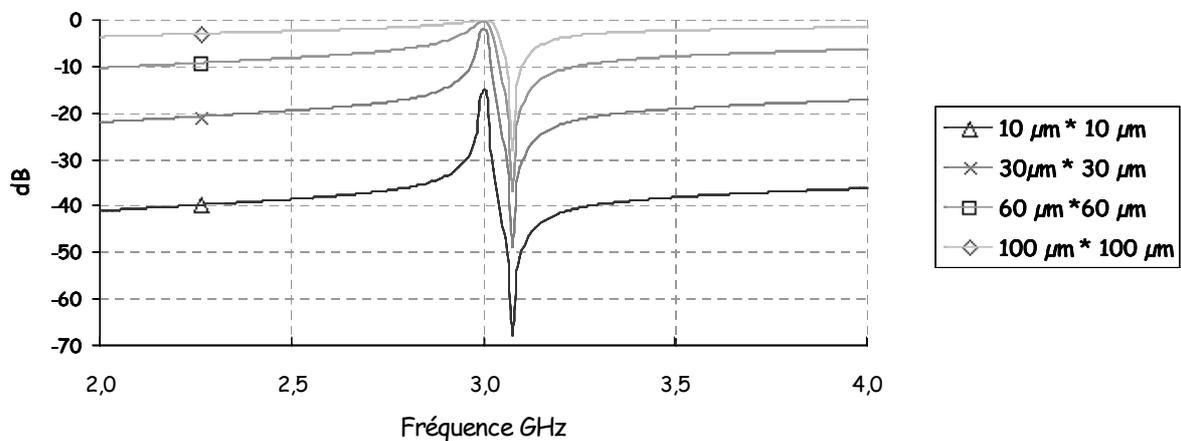


Figure IV-10 : Influence de la surface active sur la transmission

Plus la surface augmente, plus la capacité C_0 augmente et plus l'impédance diminue. Le couplage est alors plus fort et la transmission plus importante. Ce changement du couplage obtenu par une variation de la surface active, est mis à profit, par exemple, dans la conception de filtre en échelle.

II.4 REALITE ET IMPRECISION TECHNOLOGIQUE

Le cahier des charges d'un résonateur impose une fréquence de fonctionnement bien précise. Nous avons vu que cette fréquence de résonance était fixée par l'épaisseur des différentes couches qui composent la structure. Dans l'exemple présenté précédemment, on peut s'étonner de la précision apportée à la donnée de l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Surtout si l'on sait que les procédés de dépôts utilisés dans l'industrie ont une précision de 5%. L'épaisseur du film piézoélectrique sera donc de 1.325 μm à plus ou moins 60 nm. De ce fait, la fréquence de résonance (si on suppose que les épaisseurs des autres couches sont exactes) sera de 3 GHz à plus ou moins 90 MHz !

Nous mettons le doigt ici sur le point sensible des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. Il semble impensable a priori d'obtenir la fréquence de résonance voulue à moins de 3% près.

Afin d'étendre notre analyse de sensibilité, nous avons calculé l'impact d'une imprécision de 5% sur l'épaisseur des différentes couches constituant le résonateur. Pour ne pas compliquer le raisonnement, nous n'avons fait varier qu'une seule épaisseur à la fois : l'épaisseur des électrodes métalliques (supposées identiques), l'épaisseur de la membrane et l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Arbitrairement, nous avons fixé l'épaisseur de la métallisation à 100 nm. Nous allons répéter notre calcul pour différentes épaisseurs de métallisation (100 nm, 150 nm, 200 nm et 250 nm). Afin de pouvoir comparer les résultats sur les variations de fréquence, nous avons veillé à ce que la résonance se situe toujours à 3 GHz. Pour ce faire, lorsque l'épaisseur de la métallisation augmente, nous diminuons l'épaisseur de la couche piézoélectrique.

Les résultats sont résumés sur le graphique ci-dessous (Figure IV-11), et dans le tableau qui suit, nous indiquons l'épaisseur de la couche piézoélectrique en fonction de celle des électrodes métalliques:

Pourcentage d'incertitude sur la fréquence de résonance pour une variation de 5% de l'épaisseur d'une couche : métal, membrane ou piézo et ceci pour différentes épaisseurs des électrodes métalliques

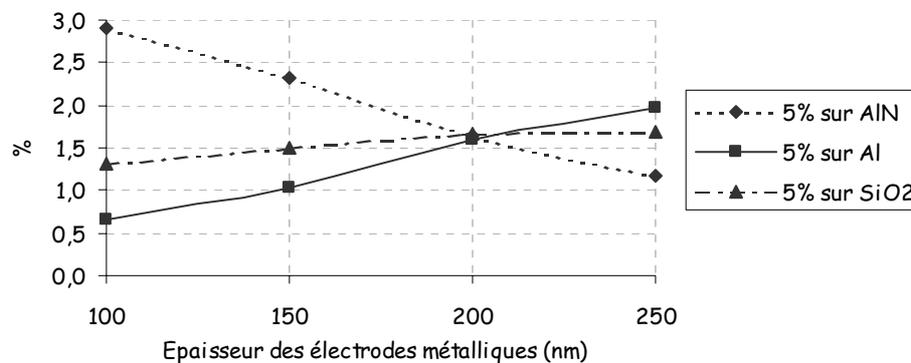


Figure IV-11 : Analyse de sensibilité

Fréquence de résonance à 3 GHz				
Épaisseur métal nm	100	150	200	250
Épaisseur AlN nm	1325	1120	955	720
Épaisseur SiO2 nm	300	300	300	300

Tableau IV-2 : Epaisseur des couches

Pour 100 nm de métallisation, c'est l'AlN qui est l'élément pénalisant. Ceci est due bien sur à son épaisseur élevée comparée aux autres couches (facteur 4.5 pour la membrane et facteur 13 pour le métal). Pour 200 nm, on observe une convergence du pourcentage d'incertitude et à 250 nm, alors que l'AlN possède la plus grande épaisseur, son impact sur l'incertitude de la fréquence de résonance est moindre que les autres couches.

On ne peut pas, à partir de cet exemple, tirer de conclusion catégorique. En effet, nous n'avons tenu compte que d'une incertitude à la fois. De plus lors de la réalisation, chacune des couches déposées l'est avec plus ou moins de précision, ceci étant du aux différents procédés utilisés : ablation laser ou pulvérisation cathodique pour l'AlN, croissante thermique pour le SiO₂ et pulvérisation cathodique pour la métallisation.

Mais on peut penser que connaissant les différents pourcentages d'imprécision, il serait possible par l'intermédiaire d'une étude similaire de minimiser l'incertitude sur la fréquence de résonance. Cette étude doit être menée conjointement avec une estimation du

facteur de qualité : L'augmentation de l'épaisseur des électrodes métalliques implique une diminution de la couche piézoélectrique. Les pertes mécaniques de l'AlN étant bien plus faibles que celle de l'aluminium on doit s'attendre à une augmentation globale des pertes mécaniques. Nos calculs indiquent une diminution de 30% du facteur de qualité. Nous devons relativiser ces résultats car dans cette étude, nous n'incluons pas les pertes métalliques. Or il est évident que ces dernières seront plus importantes avec des électrodes de 100 nm que pour une épaisseur de 250 nm. Il y a là encore un compromis à trouver.

On s'aperçoit, au travers de ces raisonnements élémentaires, que l'optimisation des performances d'un résonateur nécessite un travail d'analyse approfondi. Ce travail doit être fait en tenant compte de l'ensemble des procédés intervenants dans la chaîne de fabrication. Nous avons vu que chaque procédé de dépôt possède une incertitude sur l'épaisseur des couches. Nous savons aussi que les caractéristiques électriques, mécaniques, diélectriques ou piézoélectriques d'une couche changent avec les procédés et les conditions de dépôts. Ceci implique que tous les coefficients intervenants dans la simulation sont variables d'un procédé de fabrication à l'autre. La mesure précise de ces coefficients est donc une condition nécessaire si l'on veut garantir un taux de concordance acceptable entre la simulation et la mesure.

Pour résumer ce qui a été énoncé, nous pouvons énumérer une démarche sur laquelle il faudra s'appuyer pour optimiser les performances des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences :

Le choix du matériau piézoélectrique se fera en fonction du cahier des charges et de la technique de dépôt disponible

Le choix de l'électrode métallique sur laquelle va croître le film piézoélectrique est fonction de l'accord de maille entre les deux couches, des pertes mécaniques, des pertes électriques.

Le choix de la métallisation supérieure, fonction des mêmes critères que l'électrode inférieure, avec une minimisation du critère sur l'accord de maille

Le choix de la membrane, est fonction aussi de critères similaires, avec en plus une contrainte sur le micro usinage qui sera employé pour évider le substrat

Le choix du substrat dépendra de l'intégration technologique du résonateur (flip-chip, above IC, CMOS, BiCMOS ...). Mais il ne faudra pas oublier les accès qui eux aussi jouent un rôle dans les performances globales du dispositif. Par exemple, un substrat haute résistivité sera nécessaire si l'on veut minimiser au maximum les pertes électriques.

A cela doit s'ajouter des analyses sur la tenue en puissance de ces résonateurs, sur leur compensation en température, leur résistance au choc mécanique, à l'humidité (packaging),...

On est en droit de se poser la question de la viabilité industrielle de tels résonateurs. En effet, leur réalisation repose sur des procédés technologiques particuliers et les imprécisions de ces mêmes procédés induisent une incertitude de l'ordre de 5% sur la fréquence de résonance. Les industriels ont déjà trouvé plusieurs solutions. Le résonateur fabriqué est mesuré, puis en fonction de son décalage en fréquence, subit quelques retouches technologiques. Par exemple, pour les résonateurs suspendus, si la fréquence de résonance est trop basse, la membrane est amincie par une attaque chimique. A l'inverse, si la fréquence de résonance est trop haute, un épaissement local de la métallisation supérieure permettra de rétablir la bonne fréquence. De tels procédés sont coûteux en temps et en argent. De plus il existe une dispersion en épaisseur des couches sur le wafer ce qui implique une dispersion de la fréquence de résonance. Le réajustement doit alors se faire au cas par cas et il est bien sur définitif.

Pour remédier à cet inconvénient majeur des résonateurs piézoélectriques suspendus, apparaissent de nouveaux axes de recherche portant sur un accord en fréquence actif. Cet accord en fréquence est obtenu par l'adjonction au résonateur d'une capacité variable et ou d'une self variable. Cette méthode autorise un accord de quelque pourcent mais on assiste conjointement à une dégradation des performances du résonateur et à une augmentation de l'encombrement.

III. ETUDE 1D DU RESONATEUR SMR

Dans la topologie du résonateur SMR, il faut isoler acoustiquement du substrat la partie résonante. Cette isolation acoustique est nécessaire pour maintenir un bon facteur de qualité. C'est ici qu'intervient le réflecteur de Bragg.

Un réflecteur de Bragg est composé d'une alternance de couches de fortes et faibles impédances acoustiques dont l'épaisseur égale un quart de la longueur d'onde de la résonance. Chaque couche du réflecteur peut être considérée comme une ligne de transmission acoustique dont les caractéristiques principales sont sa vitesse de phase acoustique et son impédance acoustique. La ligne de transmission acoustique peut être analysée comme une ligne de transmission électrique. Le but du réflecteur de Bragg est de réduire l'impédance acoustique du substrat (0 pour de l'air).

L'impédance d'entrée d'une section de ligne de transmission électrique est donnée par :

$$Z_{in} = Z_a \left(\frac{Z_s \cos \theta + jZ_a \sin \theta}{Z_a \cos \theta + jZ_s \sin \theta} \right) \quad (\text{Eq. IV.2})$$

avec Z_{in} l'impédance d'entrée, Z_a l'impédance caractéristique de la section de ligne, Z_s l'impédance de charge (du substrat) et θ la phase totale. Pour une couche dont l'épaisseur vaut $\lambda/4$, $\theta = \pi/2$, et l'impédance d'entrée devient :

$$Z_{in} = \frac{Z_a^2}{Z_s} \quad (\text{Eq. IV.3})$$

Pour deux couches acoustiques isolantes d'impédance Z_a et Z_b et d'épaisseur $\lambda/4$ (Figure IV-12), l'impédance d'entrée devient :

$$Z_{in} = \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^2 Z_s \quad (\text{Eq. IV.4})$$

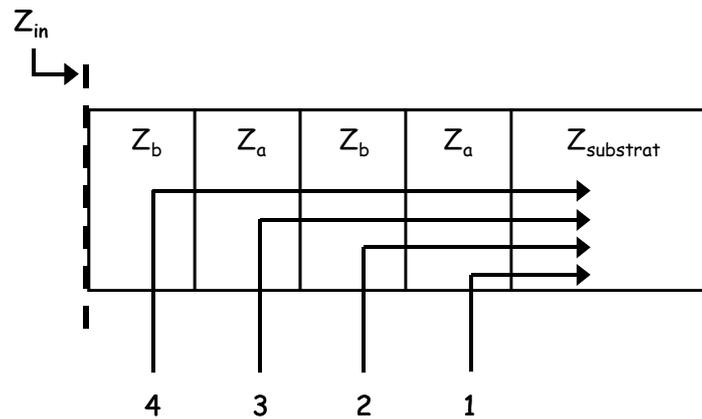


Figure IV-12 : Schéma de principe du réflecteur de Bragg

On montre que pour un nombre pair N de couches :

$$Z_{in} = \left(\frac{Z_b}{Z_a} \right)^N Z_s \quad (\text{Eq. IV.5})$$

et que pour un nombre impair N de couches:

$$Z_{in} = \left(\frac{Z_a}{Z_b} \right)^{N-1} \frac{Z_a^2}{Z_s} \quad (\text{Eq. IV.6})$$

Par exemple, si on veut diminuer l'impédance d'entrée en utilisant un nombre pair de couche, il faut minimiser autant que possible le rapport Z_b/Z_a . Pour un nombre impair de couche, le rapport doit être très grand.

L'optimisation d'un réflecteur de Bragg se fait en trois étapes :

- Calculs des épaisseurs des couches isolantes
- Choix du nombre de couche
- Calcul de l'épaisseur de la couche piézoélectrique pour avoir la fréquence de résonance à 2 GHz

Le calcul des épaisseurs des couches isolantes se fait de la manière suivant. Pour une résonance à f_0 , l'épaisseur des couches est déterminée par :

$$l_a = \frac{v_a}{4f_0} \quad \text{et} \quad l_b = \frac{v_b}{4f_0} \quad (\text{Eq. IV.7})$$

où v_a et v_b sont les vitesses acoustiques des couches considérées.

Le choix du nombre de couches dépendra du facteur de qualité souhaité.

Le calcul de l'épaisseur de la couche piézoélectrique est réalisé par tâtonnement. Pour une épaisseur donnée, on calcule la fréquence de résonance de tout le dispositif. Si cette fréquence est en dessous de la fréquence cible, il suffit de diminuer l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Dans le cas contraire, il faut l'augmenter.

A titre d'exemple, nous présentons une simulation de résonateur SMR évalué à partir de notre modèle 1D. Le résonateur à base d'AlN est composé de deux électrodes métalliques de 100 nm chacune. Le réflecteur de Bragg est constitué d'une alternance de couche Métal/SiO₂. Le tout repose sur un substrat Si de 500 μm (Figure IV-13).

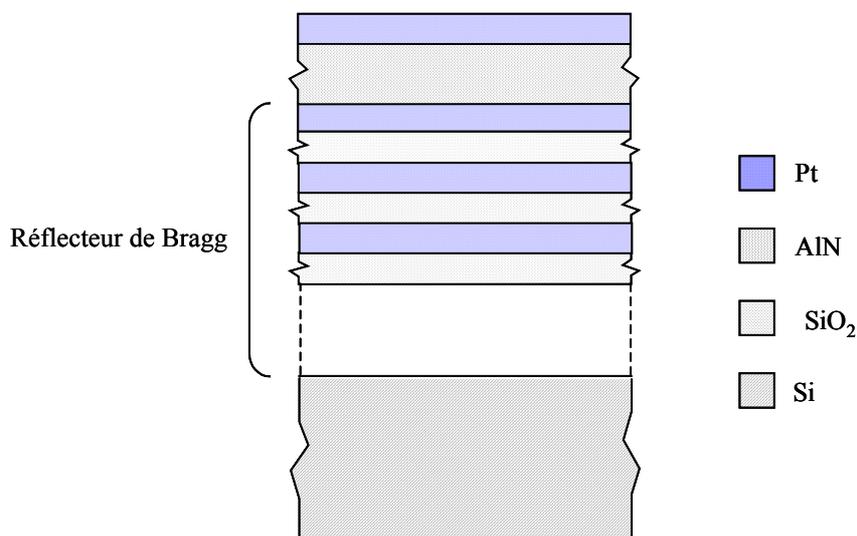


Figure IV-13 : Résonateur SMR

Nous allons utiliser différents métaux afin d'étudier leur impact sur le réflecteur de Bragg.

La fréquence de résonance est fixée à 2 GHz. Les données physiques et les épaisseurs des matériaux sont les suivantes :

	SiO ₂	Pt	Mo	Cu
Vitesse acoustique ms ⁻¹	6800	4017	6300	5000
Impédance acoustique Kg.m ⁻² .s ⁻¹	1.57e ⁷	8.63e ⁷	6.48e ⁷	4.47e ⁷
Epaisseur nm	850	500	790	620

Tableau IV-3 : Données physiques de différents matériaux

La courbe ci-dessous présente l'évolution du facteur de qualité en fonction du nombre de couches N.

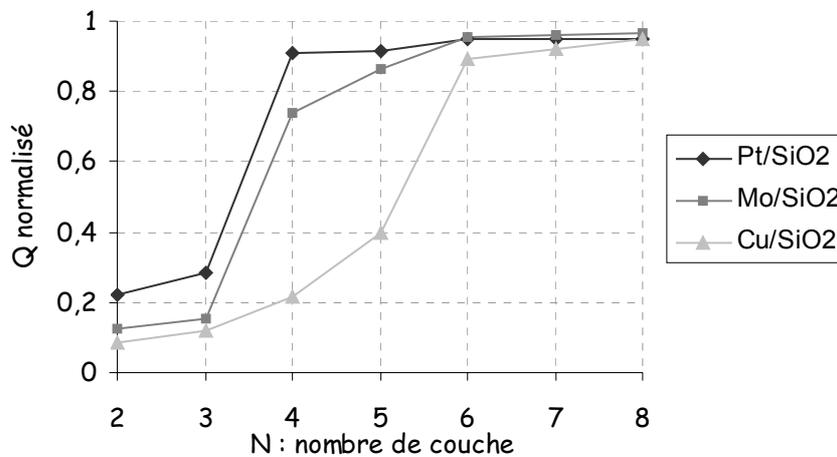


Figure IV-14 : Evolution du facteur de qualité en fonction du nombre de couches

Les valeurs ont été normalisées par rapport au facteur de qualité du résonateur seul (Métal/AlN/Métal). Il y a un avantage à utiliser le métal comme couche dans le réflecteur de Bragg : la fréquence de résonance du résonateur seul ou avec réflecteur de Bragg est la même.

Cette étude montre que plus le rapport de l'impédance du métal sur l'impédance du SiO_2 est grand, plus le nombre de couche nécessaire pour atteindre une isolation maximale ($Q_{\text{normalisé}} = 1$) est petit.

La Figure IV-15 présente l'évolution de l'impédance électrique d'un résonateur SMR en fonction du nombre de réflecteurs (Mo/SiO₂).

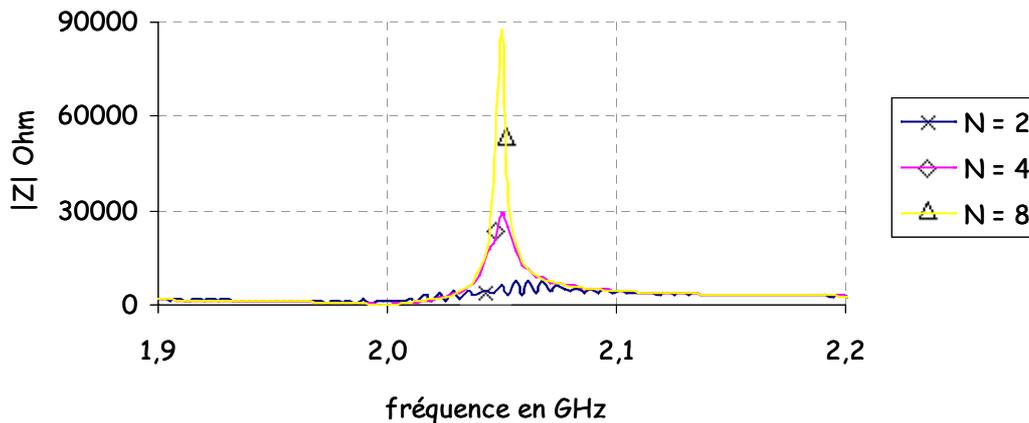


Figure IV-15 : Evolution de l'impédance en fonction du nombre de couche

Pour $N = 2$, on a une très mauvaise isolation. L'onde acoustique pénètre dans le substrat et s'y atténue. Les ondulations observées sont dues aux multiples réflexions, le substrat servant alors de cavité résonante comme dans le cas des résonateurs High Overtone (voir chapitre I).

Pour confirmer tout cela, nous avons tracé sur les figures qui suivent les variations du déplacement mécanique pour le mode fondamental. L'épaisseur du substrat a été réduite à $10 \mu\text{m}$ afin de faciliter la visualisation des modes.

Sur la Figure IV-16, l'amplitude de la vibration dans le substrat est du même ordre de grandeur que la vibration dans le résonateur piézoélectrique. L'isolation à deux couches (SiO_2/Mo) n'est pas suffisante pour empêcher l'énergie acoustique de pénétrer dans le substrat. Cela se traduit par l'apparition de deux modes parasites autour de la résonance fondamentale (Figure IV-17). Ces modes sont notés BF et HF. Nous Noterons au passage que la résonance dans le résonateur piézoélectrique est bien en demi-longueur d'onde.

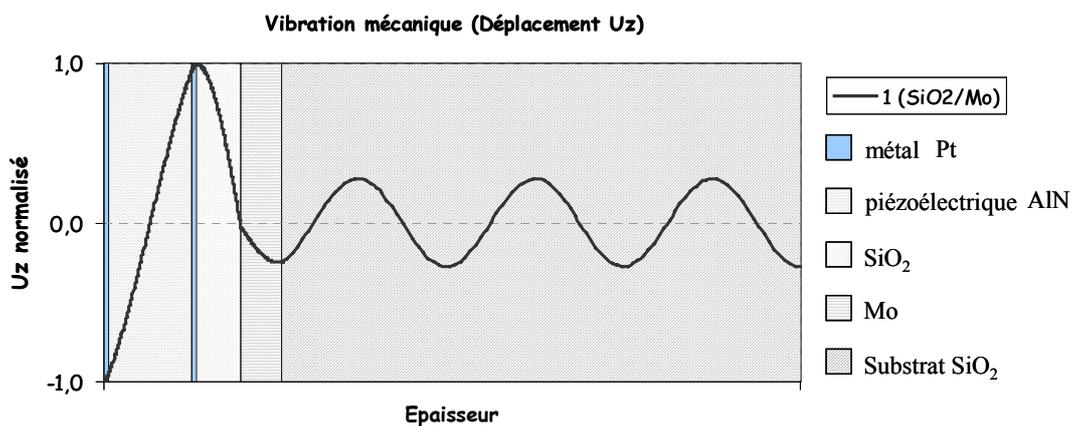


Figure IV-16 : Déplacement mécanique pour une isolation à deux couches

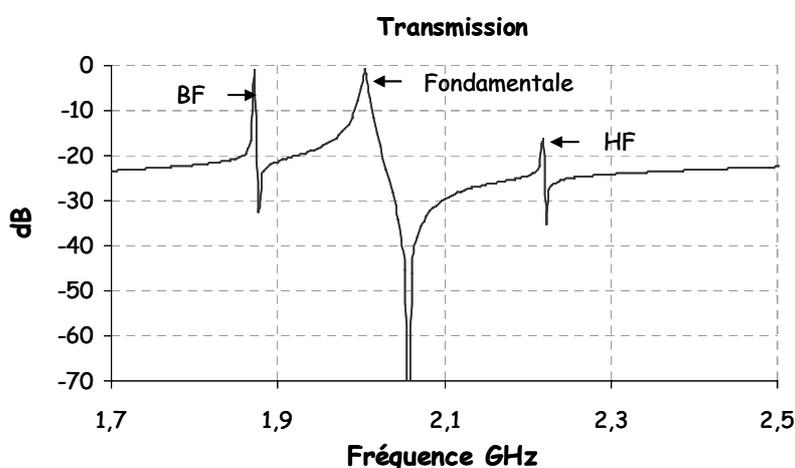


Figure IV-17 : Transmission pour une isolation à deux couches

Le tracé du déplacement mécanique pour ces deux modes parasites (Figure IV-18) confirme l’hypothèse de mode de cavité. L’amplitude des modes est maximale dans le substrat. Ce dernier sert de cavité résonante et le résonateur piézoélectrique de source excitatrice.

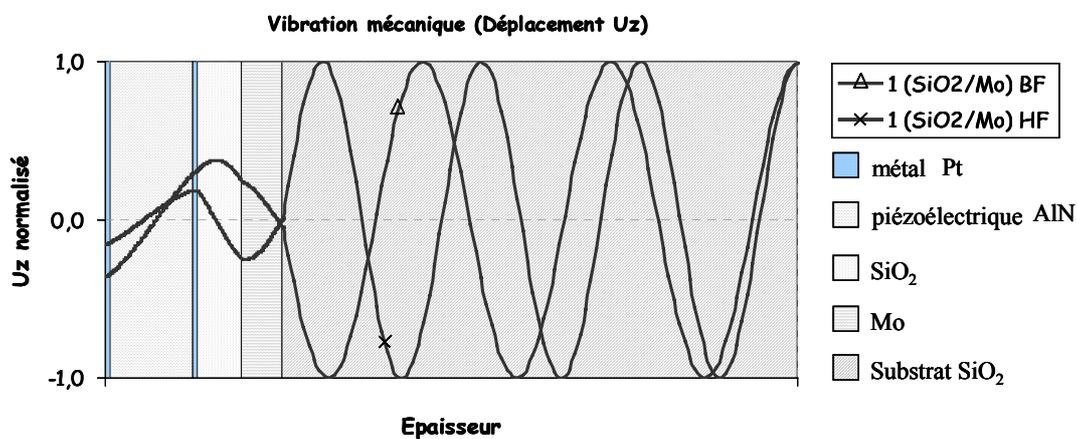


Figure IV-18 : Isolation à deux couches, modes parasites

L'augmentation du nombre de couche entre le résonateur et le substrat doit améliorer l'isolation acoustique. C'est ce que confirme la Figure IV-19. L'isolation est ici de six couches. L'amplitude du déplacement mécanique dans le substrat est quasi-nulle, ce qui signifie que l'énergie acoustique est restée confinée dans le résonateur piézoélectrique.

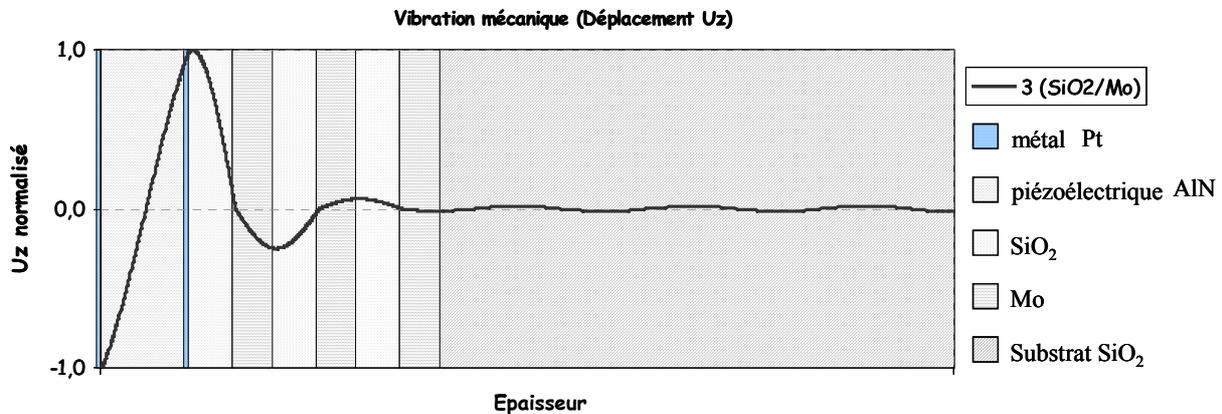


Figure IV-19 : Déplacement mécanique pour une isolation à six couches

Nous avons évalué l'impact des imprécisions technologiques par rapport à l'épaisseur des couches. Par exemple dans le cas du couple (Cu/SiO₂), 5% d'incertitude en épaisseur correspond à +30/40 nm de battement. Les simulations montrent que le facteur de qualité n'est affecté qu'à 2% et que le décalage en fréquence n'excède pas 1.1%.

Ces résultats indiquent que les résonateurs SMR sont beaucoup moins sensibles que les résonateurs suspendus face aux variations technologiques. De plus, l'absence de membrane évite une étape technologique assez contraignante. Les meilleurs résultats en terme de facteur de qualité sont obtenus avec la topologie SMR (voir chapitre I). La seule contrepartie se situe au niveau des étapes de fabrication qui sont plus nombreuses, mais leur redondance n'empêche pas cette structure d'être attractive au point d'envisager une production série.

IV. ETUDE DES FILTRES EN ECHELLE

Nous avons montré au chapitre précédant comment extraire les paramètres R,L,C du modèle MBVD. Nous avons vu que les capacités étaient proportionnelles à la surface du résonateur tandis que les inductances et résistances étaient inversement proportionnelles à cette même surface. Ainsi, nous pouvons définir pour un résonateur des capacités, inductances et résistances normalisées par rapport à une surface de 1 m^2 . Nous avons dès lors un modèle normalisé de l'impédance d'un résonateur piézoélectrique. Ce modèle facilite l'étude des filtres piézoélectriques. Les résonances des résonateurs série et parallèle étant une fois pour toutes définies, il n'y a plus que deux paramètres à faire varier : la surface du résonateur série et la surface du résonateur parallèle.

La conception d'un filtre en échelle débute par l'analyse de l'association d'un résonateur dit série avec un résonateur appelé parallèle. Cette association de résonateur forme un étage du filtre en échelle (Figure IV-20). Dans notre étude, le résonateur série sera noté Z_s et le résonateur parallèle, Z_p .

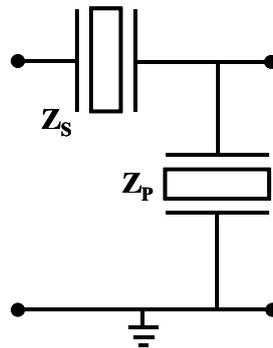


Figure IV-20 : Etage

La première étape consiste à déterminer les épaisseurs des différentes couches constituantes des résonateurs. La fréquence centrale du filtre, fixée pour notre étude à 2.85 GHz, sera la fréquence d'antirésonance du résonateur série. Celui-ci transmettra donc l'énergie correspondante à cette fréquence (Impédance nulle). A l'inverse, l'impédance du résonateur parallèle devra être maximale pour que l'énergie de la fréquence de résonance ne soit pas court-circuitée par la masse. Les épaisseurs du résonateur parallèle sont donc ajustées afin d'obtenir la correspondance entre la résonance parallèle du résonateur parallèle et la résonance série du résonateur série. Sur les Figure IV-21 et Figure IV-22, nous avons tracé la transmission et la réflexion des deux résonateurs.

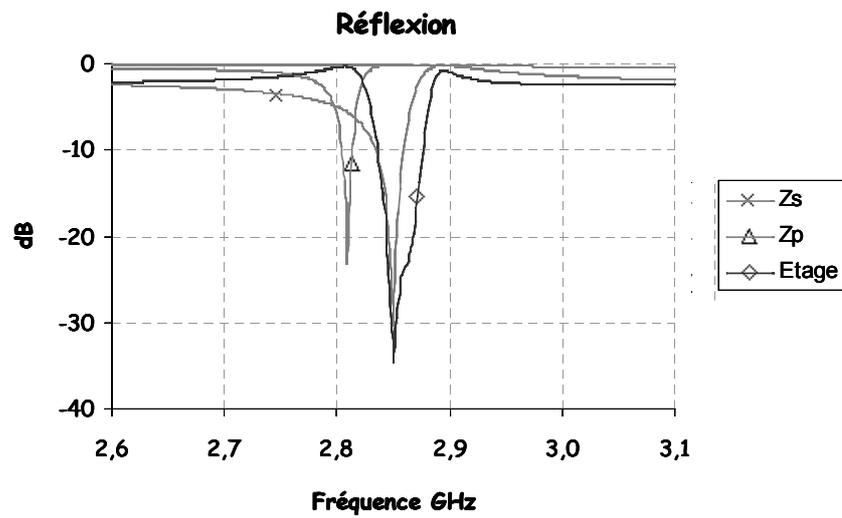


Figure IV-21 : Réflexion d'un étage, fonction non symétrique

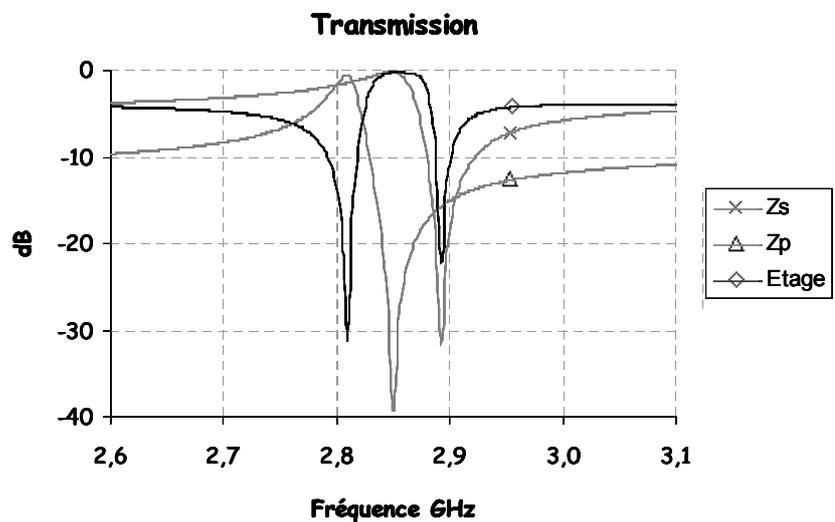


Figure IV-22 : Transmission d'un étage, fonction non symétrique

La connexion électrique des deux résonateurs selon le câblage de la Figure IV-20 conduit aux résultats présentés Figure IV-21 et Figure IV-22.

On remarque une dissymétrie de la transmission. Cette dissymétrie peut être évitée en appliquant le critère suivant :

$$|Z_s| * |Z_p| = Z_0^2 \quad (\text{Eq. IV.8})$$

où Z_0 est l'impédance caractéristique de référence

Cette adaptation d'impédance doit être calculée à la fréquence centrale du filtre. La surface du résonateur influe sur la valeur de l'impédance. C'est donc ce paramètre que nous ferons varier afin de satisfaire l'équation ci-dessus.

La méthodologie est la suivante : nous fixons une valeur pour la surface du résonateur série. Pour cette valeur, nous calculons l'impédance en f_0 et à l'aide de la relation IV.8, nous en déduisons la valeur de l'impédance du résonateur parallèle. Il ne reste plus qu'à déterminer la taille du résonateur parallèle correspondante.

Cette procédure d'optimisation des surfaces des résonateurs a été automatisée sous Matlab. L'opérateur indique les capacités, inductances et résistances normalisées de chaque résonateur et spécifie un intervalle de valeurs possibles pour les surfaces. Nous obtenons une courbe (Figure IV-23) à partir de laquelle, connaissant la surface du résonateur série, nous déduisons celle du résonateur parallèle.

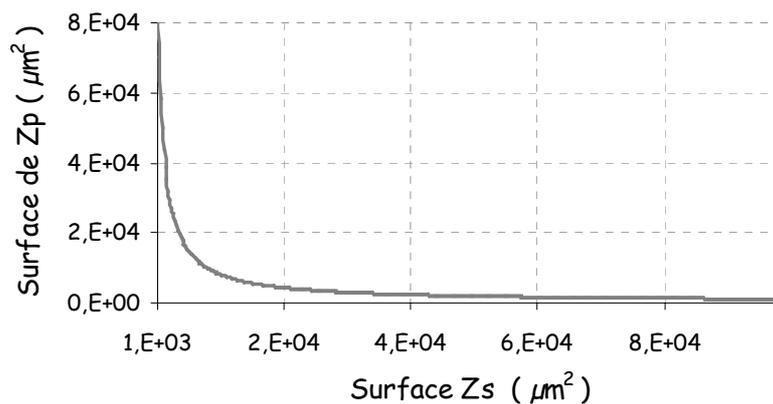


Figure IV-23 : Courbe de correspondance des surfaces de Zs et Zp

A l'aide de la courbe de la Figure IV-23, nous sommes en mesure de symétriser la transmission de notre cas d'étude. Si nous choisissons une surface de $2500 \mu\text{m}^2$ pour le résonateur série, celle du résonateur parallèle devra être de $23000 \mu\text{m}^2$. Sur les Figure IV-24 et Figure IV-25 nous avons retracé la transmission et la réflexion de nos résonateurs ainsi que les courbes d'un étage. Cette fois-ci, la réponse du filtre est bien symétrique.

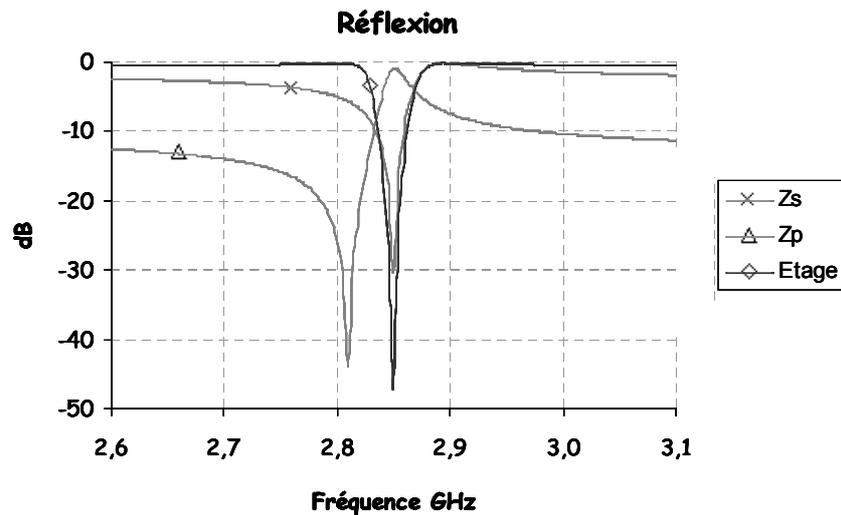


Figure IV-24 : Réflexion d'un étage, fonction symétrique

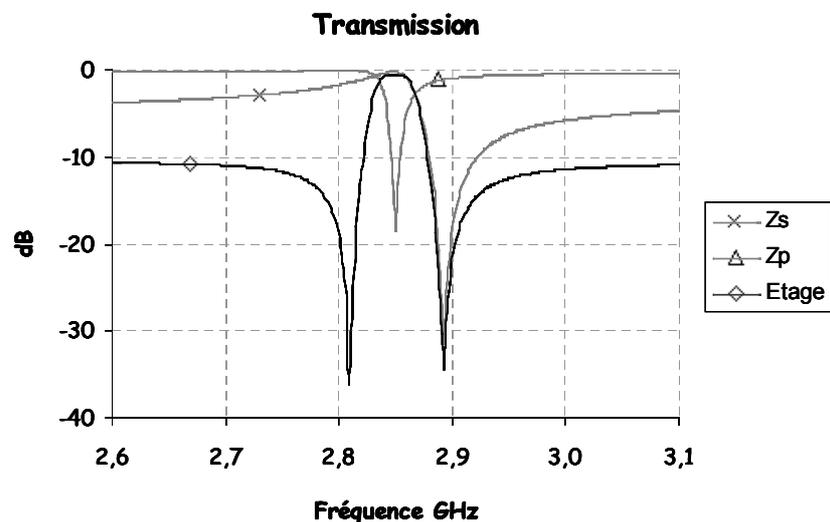


Figure IV-25 : Transmission d'un étage, fonction symétrique

De façon pratique, il est possible de déterminer une équation mathématique de la courbe donnant la surface de Z_p , Sz_p en fonction de celle de Z_s , Sz_s . Cette équation pourra être utilisée avantageusement au cours de nos simulations électriques. Une seule variable sera alors nécessaire pour étudier le comportement du filtre : la surface de Z_s . Cette équation est aisément identifiable si l'on exprime le logarithme népérien de la surface de Z_p en fonction du logarithme népérien de la surface de Z_s :

$$\ln(Sz_p) = fct(\ln(Sz_s)) \quad (\text{Eq. IV.9})$$

Les calculs montrent que cette fonction est une droite :

$$\ln(Sz_p) = a * \ln(Sz_s) + b \quad (\text{Eq. IV.10})$$

Après avoir extrait les coefficients a et b qui dépendent du cas d'étude, on peut exprimer Sz_p en fonction de Sz_s :

$$Sz_p = e^b * Sz_s^a \quad (\text{Eq. IV.11})$$

La taille du résonateur série influe sur la réjection hors bande du filtre. C'est ce que nous montrons sur la Figure IV-27. Plus sa taille diminue, et plus la réjection hors bande augmente. Par contre, la bande passante diminue et les pertes d'insertion augmentent.

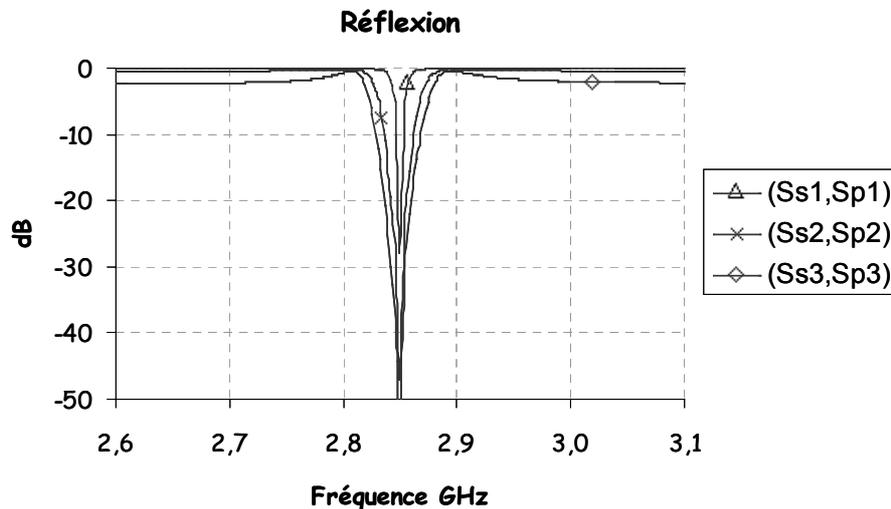


Figure IV-26 : Influence de la surface de Z_s sur la réflexion

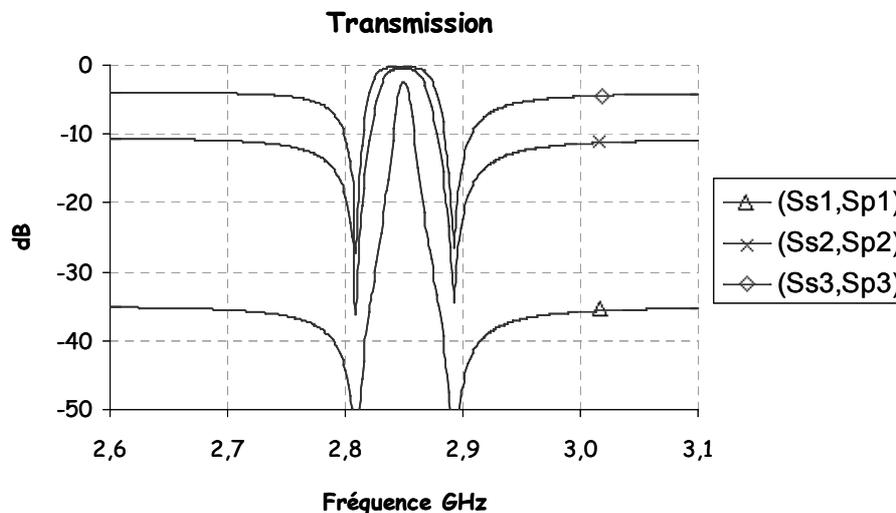


Figure IV-27 : Influence de la surface de Z_s sur la transmission

La nomenclature (Ssi, Spi) désigne un couple de surface, la première surface référençant celle du résonateur série, et la deuxième surface celle du résonateur parallèle. Le tableau ci-dessous indique les valeurs de ces couples utilisés pour tracer les courbes des Figure IV-26 et Figure IV-27.

	(Ss1, Sp1)		(Ss2, Sp2)		(Ss3, Sp3)	
μm^2	1000	110000	2500	23000	10000	9000

Tableau IV- 4 : Couples de surfaces

La taille du résonateur série ne doit pas être choisie au hasard. Si elle est choisie trop petite, des résonances parasites risquent de perturber la réponse du filtre. Si elle est choisie trop grande, les pertes électriques, diélectriques et mécaniques deviennent trop importantes et les pertes d'insertion du filtre seront trop élevées. On comprend donc qu'il y a un compromis à respecter.

La conception du filtre en échelle repose sur l'adjonction d'étage supplémentaire ($N=1,2,\dots$ voir Figure IV-28). Chaque étage apporte un pôle dans la bande passante (Figure IV-29).

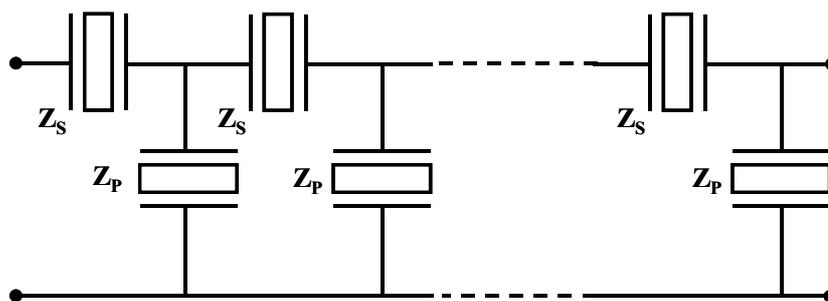


Figure IV-28 : Association d'étage, le filtre en échelle

Sur la Figure IV-30 nous pouvons observer l'influence du nombre d'étage sur la réjection hors bande du filtre. Plus ce nombre augmente, meilleur est la réjection. Par contre, la bande passante du filtre diminue légèrement.

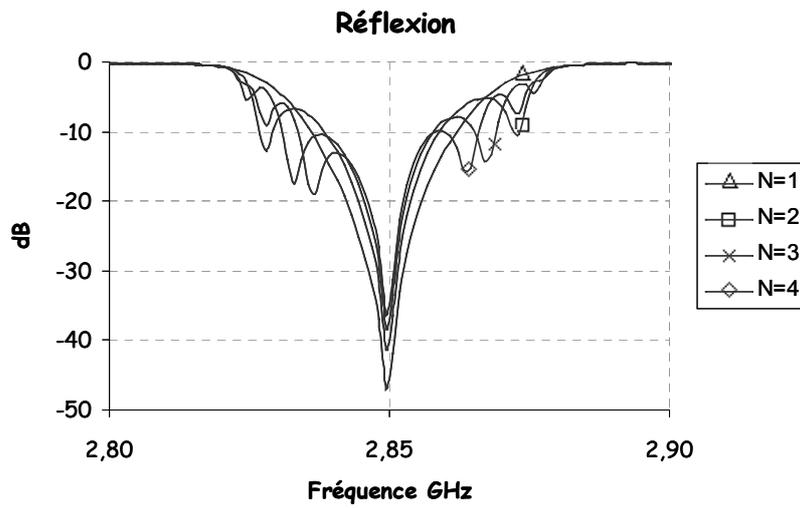


Figure IV-29 : Réflexion d'un filtre en échelle

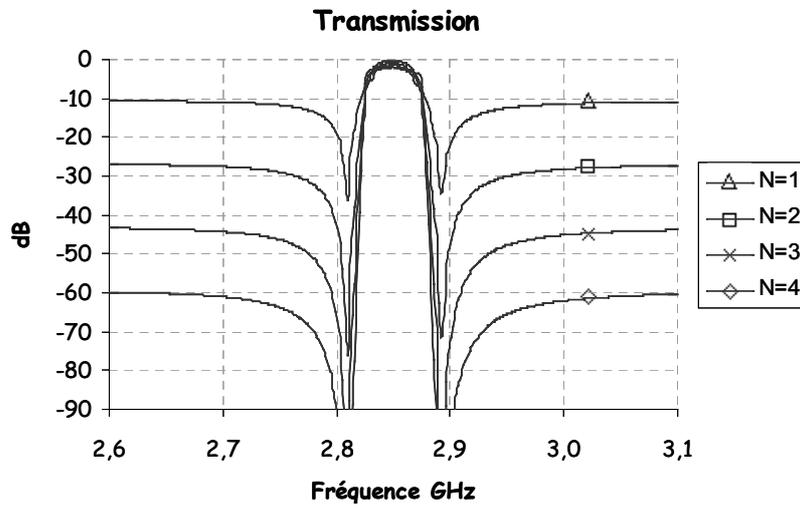


Figure IV-30 : Transmission d'un filtre en échelle

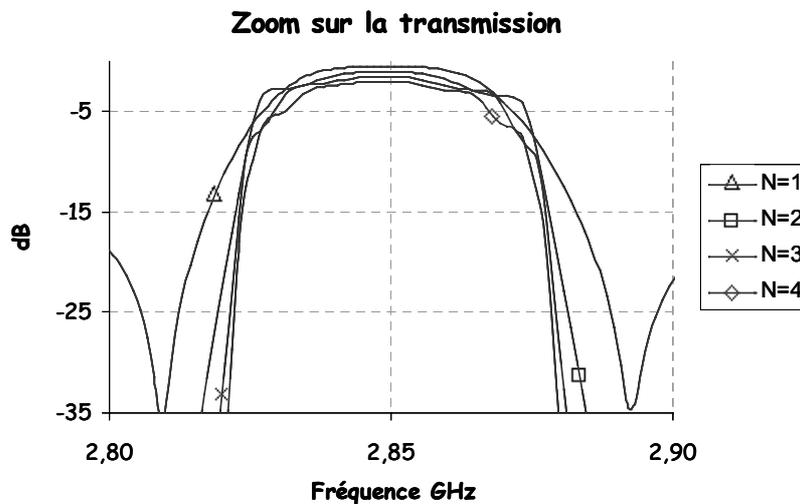


Figure IV-31 : Zoom sur la transmission du filtre en échelle

Comme on peut le constater sur cette simulation, les filtres en échelle ont une bande passante très étroite (20 à 80 MHz). Cette bande passante est délimitée, à droite par l'antirésonance du résonateur série (Figure IV-25), à gauche par la résonance du résonateur parallèle (Figure IV-24). Dans cette simulation les résonateurs séries ont tous la même surface (de même pour les résonateurs parallèles). C'est ce qui explique la remontée des pôles sur la courbe de la réflexion. L'étape suivante dans la conception de filtre en échelle consiste donc à faire varier la surface des résonateurs séries (et donc des résonateurs parallèles en conséquence) afin d'obtenir la réjection souhaitée. De plus, il n'est pas nécessaire de se conformer rigoureusement à la structure en échelle. La Figure IV-32 présente un exemple possible de filtre dans lequel certains résonateurs parallèles ont été enlevés. La réponse en réflexion et en transmission de ce filtre est montrée Figure IV-33.

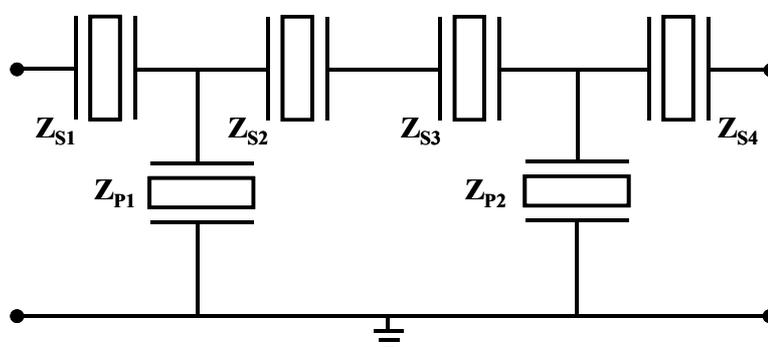


Figure IV-32 : Filtre en échelle modifié

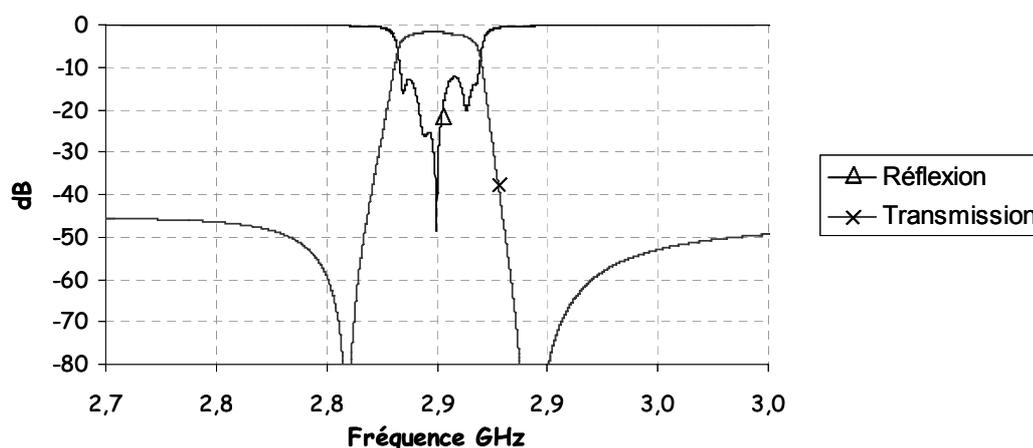


Figure IV-33 : Réponse d'un filtre en échelle modifié

Si la synthèse des filtres en échelle ne pose pas de problème particulier, leur réalisation est des plus délicates. L'ajustement des fréquences de résonance entre les résonateurs séries et parallèles est extrêmement difficile à obtenir en pratique. Ce type de filtre présente un autre inconvénient majeur : sa bande passante est fixe, imposée par le matériau piézoélectrique.

V. ETUDE 1D DU RESONATEUR SC, APPLICATION AU FILTRAGE

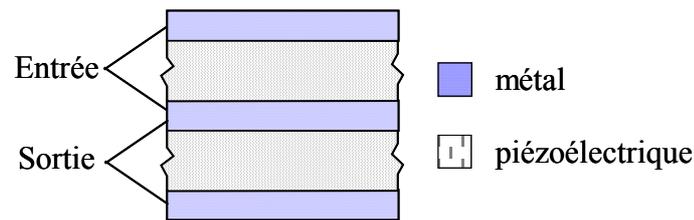


Figure IV-34 : Résonateur SC

Le résonateur SC est le résultat de la superposition de deux résonateurs piézoélectriques (Figure IV-34). A partir du modèle analytique 1D que nous avons développé, nous allons étudier le comportement en fréquence de ce résonateur. Notre première étude commence par une analyse large bande (Figure IV-35). Nous avons choisi des électrodes en molybdène de 100 nm d'épaisseur et du nitrure d'aluminium comme matériau piézoélectrique. Nous fixons l'épaisseur de l'AlN à 1.55 μm afin d'obtenir une résonance aux alentours de 2.8 GHz. La surface est de 21 000 μm^2 .

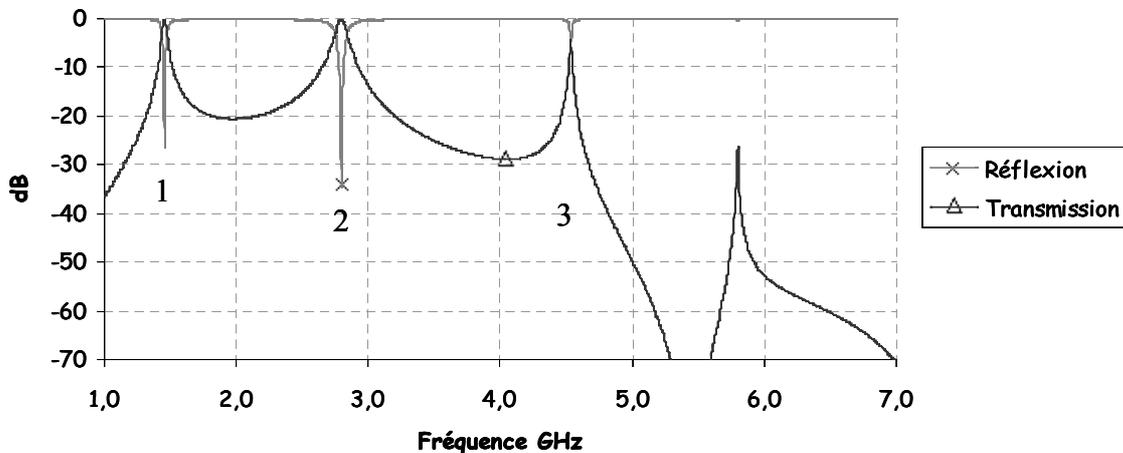


Figure IV-35 : Analyse large bande du résonateur SC

L'analyse large bande montre la présence de trois résonances. Les Figure IV-36 et Figure IV-37 permettent de comparer la transmission et la réflexion de ces trois modes.

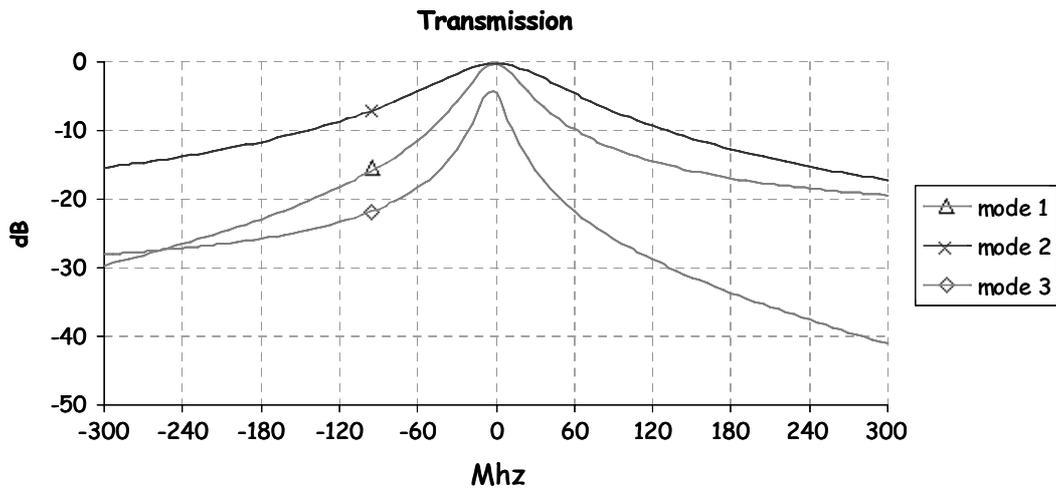


Figure IV-36 : Zoom sur la transmission des trois premiers modes

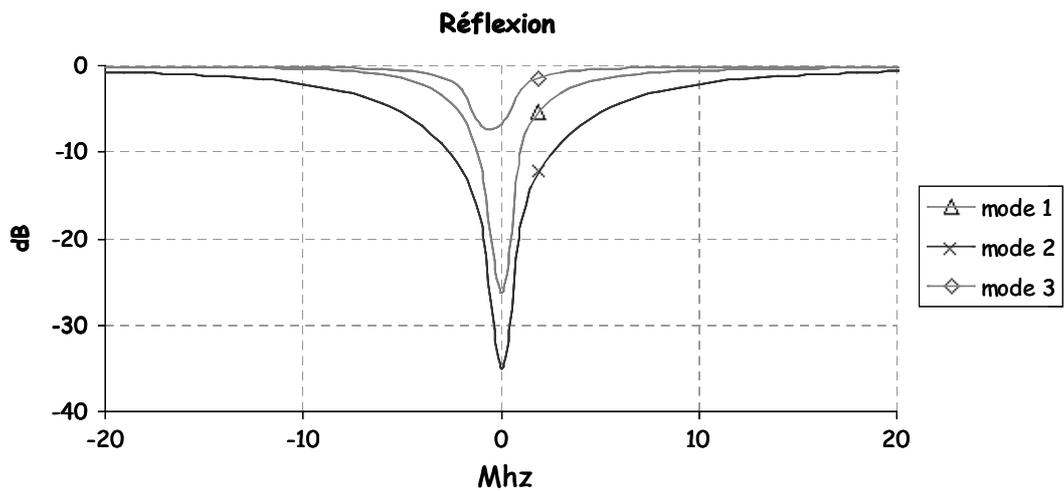


Figure IV-37 : Zoom sur la réflexion des trois premiers modes

Le premier mode apparaît moins couplé que le second, tandis que le troisième mode est complètement découplé. Le tracé des vibrations mécaniques de chacun des ces modes permet d'apporter une explication physique aux observations précédentes.

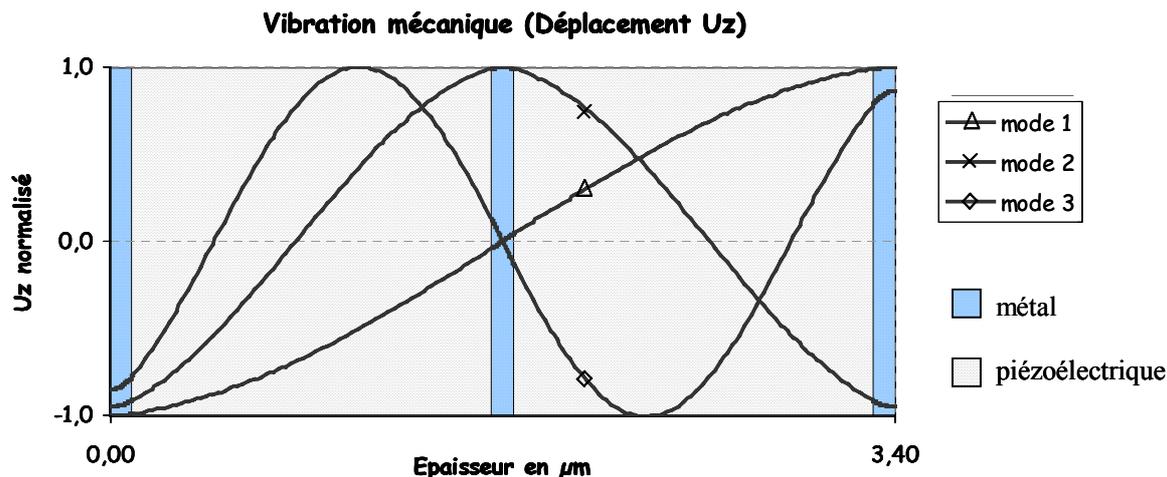


Figure IV-38 : Vibration mécanique dans un résonateur SC

Le premier mode correspond à une résonance en $\lambda/2$ sur l'ensemble de la structure. C'est le mode fondamental du résonateur SC. Chacun des résonateurs participe donc à la résonance en tant que quart d'onde. Pour le second mode, la structure vibre en λ . Le couplage y est maximum puisque chaque résonateur vibre en $\lambda/2$, c'est à dire sur son mode propre de résonance. C'est sur ce mode que la résonance est la plus large en bande et que les pertes seront les plus faibles. Le troisième est découplé puisqu'il y a un désaccord de phase entre la vibration et le potentiel électrique appliqué. Là où en valeur absolue le potentiel électrique est maximal (sur les électrodes), l'énergie mécanique ne l'est pas. En effet, au niveau de l'électrode métallique commune aux deux résonateurs, l'amplitude de la vibration mécanique n'est pas optimale. L'énergie mécanique dans chacun des résonateurs est concentrée à peu près au milieu de ces derniers. L'échange d'énergie entre les résonateurs n'est donc pas maximal. L'absence du mode en 2λ s'explique par le fait qu'il ne peut y avoir d'égalité des potentiels sur les trois électrodes.

Ce résonateur SC peut servir de filtre un pôle si on utilise le deuxième mode de résonance en λ . La mise en cascade de trois résonateurs SCs connectés électriquement conduit à un filtre trois pôles. Nous présentons sur la Figure IV-39 la transmission et la réflexion d'un tel filtre.

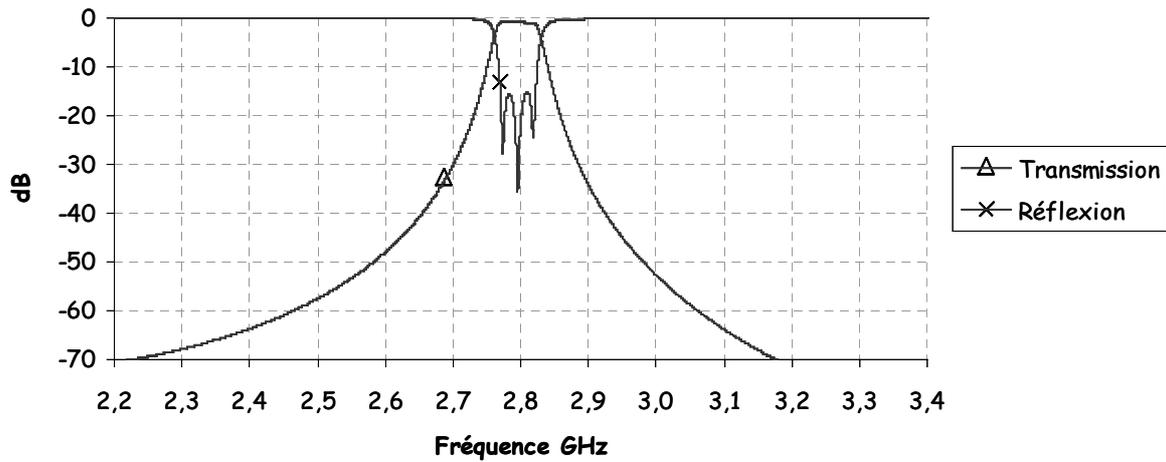


Figure IV-39 : Filtre trois pôles SCF

Comparés aux filtres en échelle ou en treillis, les filtres à base de résonateur SC occupent moins de place, la bande passante est plus large et la réjection hors bande est meilleure. Par contre l'encombrement spectral est augmenté et la sélectivité moins importante. La fabrication est plus complexe car il y a plus de couche et surtout le maintien de la bonne orientation cristalline pour la couche piézoélectrique supérieure n'est pas chose aisée. Si la bande passante des filtres SCFs est plus large que celle des filtres en échelle, elle n'en reste pas moins fixe.

La bande passante des filtres SCFs peut être augmentée en réalisant un couplage acoustique entre les deux résonateurs. On parle alors de CRF "Coupled Resonator Filters"

VI. ETUDE 1D DU COUPLAGE ACOUSTIQUE DE DEUX RESONATEURS, APPLICATION AU FILTRAGE

Le couplage acoustique de deux résonateurs est réalisé par l'intermédiaire d'une succession de couches de matériaux intercalées entre les résonateurs. La Figure IV-40 présente un schéma de principe pour ce type de structure.

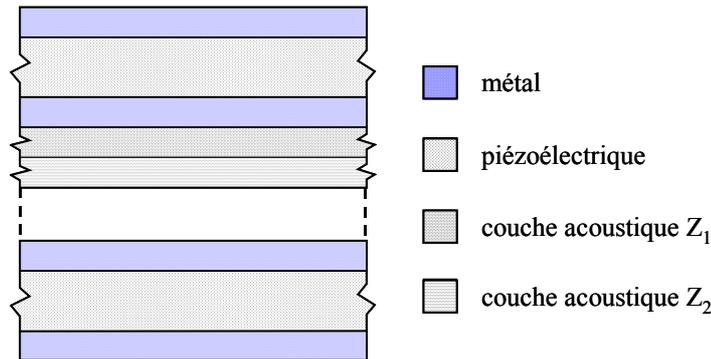


Figure IV-40 : Résonateurs couplés acoustiquement, CRF

Chaque résonateur opère sur son mode propre, c'est à dire sur une résonance en $\lambda/2$. Ce mode de résonance est celui d'un résonateur libre, sans contraintes mécaniques sur sa face inférieure et sur sa face supérieure (impédance acoustique nulle). Or nos résonateurs sont rigidement liés entre eux et reposent, par exemple, sur un substrat massif. Pour que le résonateur soit libre, il faut donc ramener une impédance acoustique la plus faible possible au niveau de chacun des résonateurs. Le résonateur supérieur sera posé sur une couche d'épaisseur convenable égale à $\lambda/4$ qui jouera le rôle de transformateur d'impédance. Il en est de même pour l'épaisseur de la couche recouvrant le résonateur inférieur. En effet, si Z_1 est l'impédance acoustique de cette couche, et Z_{eq} l'impédance acoustique équivalente de l'ensemble sur lequel repose le résonateur supérieur, l'impédance Z_r ramenée sur la face inférieure du résonateur sera :

$$Z_r = \frac{Z_1^2}{Z_{eq}} \quad (\text{Eq. IV.12})$$

Pour que cette impédance Z_r soit la plus faible possible, il faut choisir Z_1 petit. Dans nos simulations, nous avons opté pour le SiO_2 dont la valeur de l'impédance acoustique est deux fois moindre que celle de l'AIN et six fois moindre que celle du Pt, métal composant les électrodes. La répartition des couches acoustiques pour le couplage sera donc la suivante :

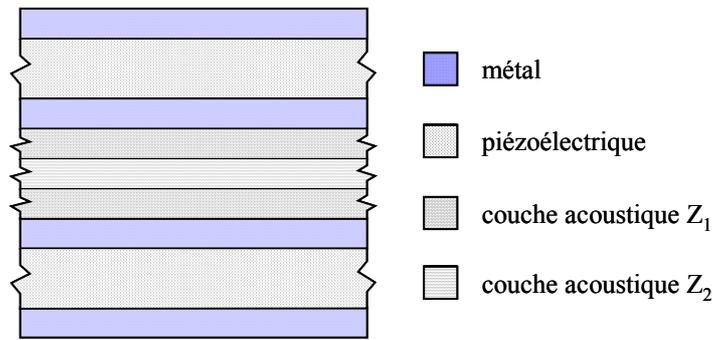


Figure IV-41 : Topologie du couplage acoustique

La valeur de l'impédance Z_2 doit être choisie très grande devant Z_1 et son épaisseur égale à $\lambda/4$. Si tel est le cas, l'impédance acoustique vue par le résonateur du dessus sera la suivante (on néglige les électrodes) :

$$Z_r = \left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^2 \frac{Z_1^2}{Z_p} \quad (\text{Eq. IV.13})$$

où Z_p est l'impédance acoustique de la couche piézoélectrique du dessous. Z_1 petit et Z_2 grand assurent une valeur de Z_r la plus faible possible. La structure étant symétrique, le résonateur du dessous verra la même impédance acoustique Z_r sur sa face supérieure.

Sur la Figure IV-42 nous avons tracé la transmission et la réflexion de deux résonateurs couplés par le trio de couches ($\text{SiO}_2/\text{Pt}/\text{SiO}_2$). La fréquence de résonance est choisie à 2.8 GHz pour les deux résonateurs. La métallisation en Pt est de 100 nm et les couches d'AlN font 920 nm d'épaisseur. La surface active est de $14\,000\ \mu\text{m}^2$ et le critère d'optimisation en $\lambda/4$ imposent des épaisseurs de 600 nm pour les couches de SiO_2 et de 350 nm pour la couche de Pt. La structure obtenue est un filtre deux pôles.

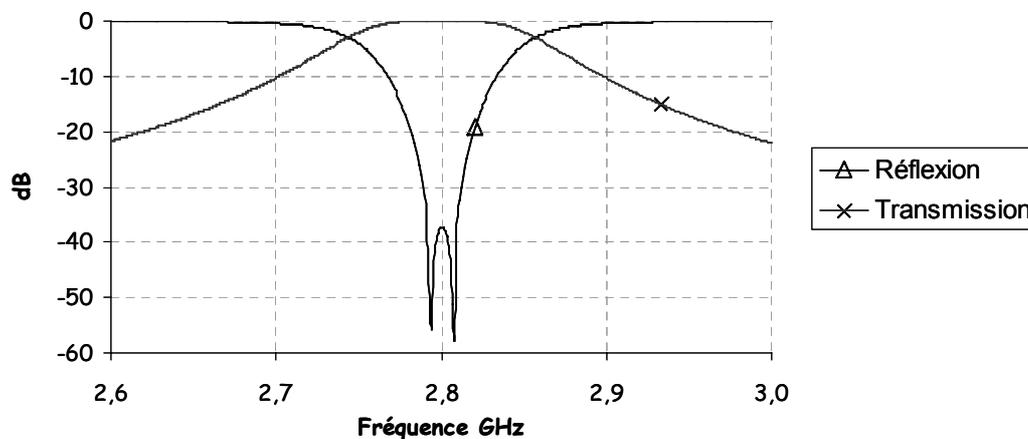


Figure IV-42 : CRF, deux pôles

Le branchement en cascade de deux CRFs conduit à un filtre quatre pôles. Le couplage entre les deux structures CRFs étant trop fort, il est nécessaire d'intercaler une capacité entre les deux CRFs (Figure IV-43).

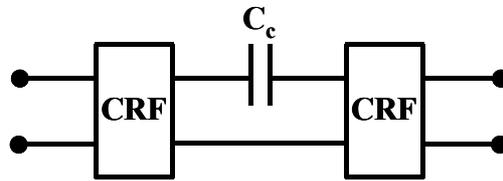


Figure IV-43 : Filtre CRF quatre pôles

Pour notre cas d'étude, les simulations indiquent qu'une capacité de 3.6 pF permet d'obtenir le couplage optimum. La Figure IV-44 illustre le résultat en transmission et en réflexion du filtre quatre pôles ainsi construit.

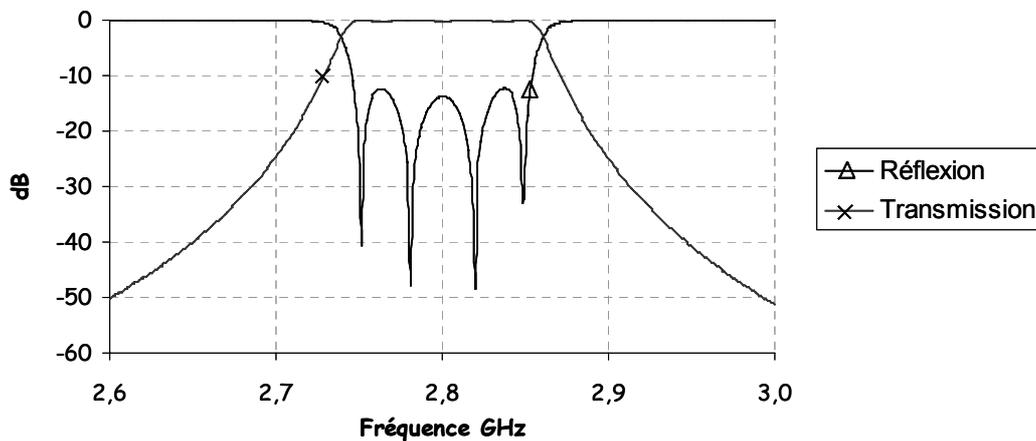


Figure IV-44 : CRF, quatre pôles

Ces filtres présentent une bande passante plus large que les filtres en échelle et que les filtres SCFs. Mais comme pour les autres filtres, leur bande passante n'est pas modifiable.

VII. CONCLUSION

L'utilisation de notre modèle 1D, pour l'étude des résonateurs suspendus et des résonateurs isolés acoustiquement par un réflecteur de Bragg, nous a permis de mieux cerner le fonctionnement de ces structures. La représentation de l'amplitude des modes de vibrations mécaniques apporte un plus dans la compréhension du comportement mécanique de ces résonateurs.

Le couplage électrique de ces résonateurs amène à la réalisation de fonction de filtrage. Le filtre en échelle en est une possibilité et nous nous sommes attachés à d'écrire une méthode de synthèse pour ce type de filtre. La modélisation en éléments localisés R, L et C du modèle MBVD y a trouvé son utilité. L'amélioration de la réponse en réflexion du filtre en échelle passe par une optimisation de la surface active de chacun des résonateurs. C'est un travail à part entière que nous n'avons pas abordé ici.

La superposition de deux résonateurs piézoélectriques conduit au résonateur SC (Stacked Cristal Resonator). Là encore, le modèle 1D que nous avons développé a prouvé son efficacité dans la modélisation de ce composant. Le tracé de l'amplitude des modes de vibration a permis de donner une réalité physique aux différents pics de résonance visibles sur la réponse en transmission d'un résonateur SC. Le couplage électrique de ces résonateurs permet la réalisation de filtre, chaque résonateur comptant pour un pôle dans la transmission. Nous avons pu observer que ces filtres SCF (Stacked Cristal Filters) présentaient une bande passante plus large que les filtres en échelle.

Le couplage acoustique de deux résonateurs piézoélectriques est réalisable, dans le cas d'une excitation longitudinale, par l'intermédiaire d'une couche acoustique prise en sandwich entre les deux résonateurs (CRF, Coupled Resonator Filter). Nous avons pu simuler cela grâce au modèle 1D et voir que cette structure pouvait s'apparenter à un filtre deux pôles. Le couplage électrique de deux CRFs, par l'entremise d'une capacité, abouti à un filtre quatre pôles. L'intérêt principal de cette topologie provient d'une bande passante beaucoup plus large que le filtre en échelle (double à triple).

CONCLUSION

GENERALE

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons au travers d'une étude bibliographique, présenté les résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. Qu'ils soient suspendus ou posés sur un réflecteur de Bragg, ces résonateurs présentent des performances électriques remarquables, avec des facteurs de qualité pouvant dépasser le millier à 3 GHz et ceci pour une taille extrêmement réduite ($2500 \mu\text{m}^2$). Leur utilisation pour la synthèse de filtre permet d'obtenir des filtres à bande très étroite (1 à 4%), de taille réduite, et possédant une bonne tenue en puissance. Ces filtres supplantent de plus en plus les filtres SAWs qui ont atteint leur limite d'intégration.

La réalisation de ces résonateurs relève du domaine de la microélectronique et il faut apporter une attention toute particulière à la croissance de la couche piézoélectrique. L'état de l'art montre une certaine disparité dans les résultats. Cette disparité peut s'expliquer par les difficultés technologiques rencontrées. En effet, les bonnes performances de ces composants sont conditionnées, en grande partie, par une orientation cristalline parfaite de la couche piézoélectrique. Cette orientation cristalline dépend du matériau piézoélectrique, de la métallisation et des conditions de dépôts. Mais une orientation cristalline optimale ne suffit pas. Il faut que les pertes électriques, mécaniques et diélectriques soit minimisées et que l'isolation acoustique du résonateur soit maximale pour éviter toute dissipation d'énergie.

On s'aperçoit qu'une compréhension assez poussée du phénomène de la piézoélectricité est nécessaire si l'on veut arriver à obtenir les meilleurs résultats possibles. C'est pourquoi la deuxième partie de notre mémoire insiste sur sa mise en équation. La lecture de ce deuxième chapitre permet au non initié en cristallographie, en mécanique ou en électromagnétisme de progresser petit à petit dans l'étude de la piézoélectricité. Le but ultime de cet apprentissage étant la connaissance des modes propres de la propagation d'une onde dans un milieu piézoélectrique qui permet de justifier cette recherche de l'orientation cristalline parfaite.

Dans le troisième chapitre, nous avons abordé la question de la modélisation des résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. Le caractère longitudinal de l'excitation de l'onde acoustique dans ces structures permet une première approche assez fiable par une modélisation unidimensionnelle. Le modèle électrique développé par MASON peut prévoir fidèlement le comportement du résonateur. Son implantation dans des logiciels de simulation de circuits électriques ne pose pas de problème et la simulation de la réponse en fréquence du composant est quasi-instantanée. Le modèle de Butterworth-Van Dyke, connu sous le nom de modèle MBVD (M pour Modified) trouve son utilité lors de la synthèse de filtre à base de

résonateurs piézoélectriques. Nous avons donc écrit un programme permettant d'extraire les éléments R, L et C du modèle MBVD à partir des mesures de résonateurs.

Le seul inconvénient que nous avons trouvé à ces modèles, est qu'aucun ne permet d'explorer la nature mécanique des résonateurs et qu'ils s'attachent uniquement à en donner une description électrique. C'est ce qui a motivé le développement de notre modèle 1D. En partant des équations de la piézoélectricité, limitées à une dimension, nous avons calculé l'impédance électrique d'un résonateur piézoélectrique et ceci quel que soit le nombre de couches composant la structure. Le plus de notre modèle réside dans le fait que nous avons accès aux amplitudes des vibrations mécaniques qui s'installent dans la structure.

Même si la modélisation unidimensionnelle apporte beaucoup d'éléments indispensables à la conception des résonateurs piézoélectriques (épaisseurs des couches, choix des matériaux ...) elle ne permet pas de répondre à toutes les interrogations qui découlent de la mesure des résonateurs : par exemple, d'où viennent les modes parasites, pourquoi la géométrie des électrodes doit-elle être dissymétrique, comment améliorer le confinement transversal de l'énergie acoustique, etc.

Les modélisations bi et tridimensionnelle devraient pouvoir nous éclairer. C'est ce qui nous a poussé à entreprendre l'écriture d'un programme pour la résolution 2D des équations de la piézoélectricité. En reprenant les travaux de C.F Campbell et R.J Weber sur la discrétisation en différences finies des équations couplées de la mécanique et de l'électromagnétisme, nous avons écrit un programme capable de prévoir les modes de résonances d'un résonateur piézoélectrique en deux dimensions. La lourdeur du processus de discrétisation, gourmand en place mémoire et en temps de calcul, n'a pas permis d'aller très loin dans cette voie. Nous nous sommes cantonné à modéliser un résonateur mono couche, c'est à dire composé uniquement de la couche piézoélectrique. Parallèlement à ces travaux, nous avons mené des investigations sur la simulation de résonateurs piézoélectriques hautes fréquences en deux et trois dimensions grâce au logiciel commercial ANSYS. Notre étude n'a guère été fructueuse, avec pour principale cause une formulation en éléments finis utilisée par le logiciel qui ne semble pas être adaptée aux dimensions de nos structures.

Ces recherches ont conduit à la nécessité d'élaborer un logiciel 3D pour la simulation de résonateurs piézoélectriques hautes fréquences. C'est chose faite par Michel Aubourg, un membre de notre équipe "Circuits et Dispositifs Microondes". Le logiciel est en phase de test.

Dans la quatrième partie nous avons abordé plus en détail le fonctionnement mécanique des résonateurs. Le modèle 1D que nous avons développé ce révèle être très

pratique pour l'évaluation des modes de vibration. Nous avons pu ainsi détailler l'ensemble des configurations existantes pour les résonateurs (suspendus, SMR). Nous avons mis en évidence la particularité des résonateurs SCs et l'avantage qu'apportait le couplage mécanique de deux résonateurs (CRFs). Pour finir, ces résonateurs ont servi d'éléments de base pour la synthèse de filtre hyperfréquence : filtres en échelle, Stacked Cristal Filters et Coupled Resonator Filters.

Cet aperçu sur les possibilités de filtrage qu'offrent les résonateurs piézoélectriques permet de comprendre l'engouement et le regain d'intérêt que connaissent aujourd'hui ces composants. Même si technologiquement il reste beaucoup à faire pour assurer une bonne reproductibilité de fabrication et une meilleure homogénéité des résultats, les résonateurs piézoélectriques et les filtres qu'ils forment semblent être des candidats prometteurs pour assurer la relève des systèmes existants en apportant un gain de place, une plus forte sélectivité, une meilleure tenue en puissance et de plus importantes possibilités d'intégration.

Il reste cependant des axes de recherche à approfondir. L'accord en fréquence des résonateurs est un enjeu majeur pour la poursuite du développement des structures piézoélectriques microondes. Les solutions proposées sont trop encombrantes et pénalisent les performances des résonateurs.

De même, la largeur fixe de la bande passante des filtres tels qu'ils sont proposés aujourd'hui, restreint les domaines d'applications. De nouvelle synthèse de filtre à partir de topologie hybride mélangeant les filtres en échelle, les SCFs et les CRFs devraient permettre d'y remédier.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **J. Y. PARK, Y. J. YEE, H. J. NAM AND J. U. BU**
"Micromachined RF MEMS tunable capacitors using piezoelectric actuators"
IEEE, Microwave Symposium Digest, pp. 20-25, 2001
- [2] **H. KUEPPERS, T. LEUER, U. SCHNAKENBERG, W. MOKWA AND R. WASER**
"PZT thin films for piezoelectric microactuator applications"
Sensors and Actuators, A 97-98, pp. 680-684, 2002
- [3] **K. M. LAKIN**
"Thin Film Resonators and Filters"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 895-906, 1999
- [4] **E. S. FERRE-PIKAL, M. C. DELGADO ARAMBURO, F. L. WALLS AND K. M. LAKIN**
"1/f Frequency Noise of 2-GHz High-Q Thin-Film Sapphire Resonators"
IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 48, No. 2 pp. 506-510, march 2001
- [5] **Q.-X. SU, P. KIRBY, E. KOMURO, Q. ZHANG AND R. WHATMORE**
"Thin-Film Bulk Acoustic Resonators and Filters using ZnO and Lead-Zirconium-Titanate Thin Films"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.49, pp. 769-778, april 2001
- [6] **G. R. KLINE AND K. M. LAKIN**
"1.0 Ghz thin-film bulk acoustic wave resonators on GaAs "
Applied Physic Letters, vol.43, pp. 750-751, October 1983
- [7] **K.-W. KIM, J.-G. YOON AND H.-K. PARK**
"CAD model analysis of the air-gap type FBAR"
Microwave and Optical Technology Letters, pp. 384-385, vol.34, No.5, september 2002
- [8] **C. W. SEABURY, J.T. CHEUNG, P.H. KOBRIN, R. ADDISON AND D.P. HAVENS**
"High Performance Microwave Air-Bridge Resonators"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 909-911, 1995
- [9] **M. HARA, J. KUYPERS, T. ABE AND M. ESASHI**
"MEMS Based Thin Film 2 GHz Resonator for CMOS Integration"
IEEE MTT-S Digest, pp. 1797-1800, 2003
- [10] **J. Y. PARK, H. M. LEE, H. C. LEE, K. H. LEE, Y. J. KO, J. H. SHIN, S. H. MOON AND J. U. BU**
"Comparison of Micromachined FBAR Band Pass Filters with Different Structural Geometry"
IEEE MTT-S Digest, pp. 2005-2008, 2003
- [11] **H. ZHANG AND E. S. KIM**
"Air-backed Al/ZnO/Al film bulk acoustic resonator without any support layer"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 20-26, 2002

- [12] **G. YOON AND J.-D. PARK**
"Fabrication of ZnO-based film bulk acoustic resonator devices using W/SiO₂ multilayer reflector"
Electronics Letters, Vol. 36, No. 16, pp. 1435-1437, august 2000
- [13] **K.M LAKIN, K. T. MCCARRON AND R. E. ROSE**
"Solidly mounted resonators and filters"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 905-908, 1995
- [14] **K. M. LAKIN, G. R. KLINE, R. S. KETCHAM, J.T. MARTIN AND K.T. MCCARRON**
"Stacked crystal filters implemented with thin films "
IEEE 43rd Annual Symposium on Frequency Control, pp.536-543, 1989
- [15] **K. M. LAKIN**
"Modeling of thin film resonators and filters"
IEEE MTT-S Digest, pp. 149-152, 1992
- [16] **H. P. LOEBL, M. KLEE, C. METZMACHER, W. BRAND, R. MILSON AND P. LOK**
"Piezoelectric thin AlN film for bulk acoustic wave (BAW) resonators"
Materials Chemistry and Physics, Vol. 79, pp. 143-146, 2003
- [17] **H. P. LÖBL, M. KLEE, R. MILSON, R. DEKKER, C. METZMACHER, W. BRAND AND P. LOK**
"Materials for bulk acoustic wave (BAW) resonators and filters"
Journal of the European Ceramic Society No. 21, pp. 2633-2640
- [18] **S.-H. KIM, J.-S. LEE, H.-C. CHOI AND Y.-H. LEE**
"The Fabrication of Thin-Film Bulk Acoustic Wave Resonators Employing a ZnO/Si Composite Diaphragm Structure Using Porous Silicon Layer Etching"
IEEE Electron device Letters, pp. 113-115, 1999
- [19] **R. AIGNER**
"High performance RF-Filters suitable for above IC integration: Film Bulk Acoustic Resonators (FBAR) on silicon"
IEEE Custom Integrated Circuits Conference, pp. 141-146, 2003
- [20] **YLILAMMI, J. ELLA, M. PARTANEN AND J. KAITILA**
"Thin film bulk acoustic wave filter"
IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 49, No. 4, pp. 535-539, april 2002
- [21] **KRISHNASWAMY, J. F. ROSENBAUM, S. S. HORWITZ AND R. A. MOORE**
"Film Bulk Acoustic Wave Resonator and Filters Technology"
IEEE MTT-S Digest, pp. 153-155, 1992
- [22] **A. RICHARDT, A.-M. DURAND, H. CURIEN**
La pratique du vide et des dépôts des couches minces
Paris : Editions In Fine, 1995

- [23] **J.-B LEE, J.-P JUNG, M.-H LEE AND J.-S PARK**
"Effects of bottom electrodes on the orientation of AlN films and the frequency responses of resonators in AlN-based FBARs"
Thin Solid Films, 2003
- [24] **M. A. DUBOIS, P. MURALT AND V. PLESSKY**
"BAW resonators based on aluminum nitride thin film"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 907-910, 1999
- [25] **H. H. KIM, B. K. JU, Y. H. LEE, S. H. LEE, J. K. LEE AND S. W. KIM**
"A noble Suspended type Thin Film Resonator (STFR) using SOI technology"
Sensors and Actuators A, Vol. 89, pp. 255-258, 2001
- [26] **K. M. LAKIN AND J. S. WANG**
"Acoustic bulk Wave Composite Resonators"
Applied Physics Letters, Vol. 38, No. 3, pp. 125-127, February 1981
- [27] **P. B. KIRBY, M. D. G. POTTER, C. P. WILLIAMS AND M. Y. LIM**
"Thin film piezoelectric property considerations for surface acoustic wave and thin film bulk acoustic resonators "
Journal of the European Ceramic Society No. 23, pp. 2689-2692
- [28] **M. YIM, D. H. KIM, D. CHAI AND G. YOON**
"Significant resonant characteristic improvements by combined used of thermal annealing and Co electrode in ZnO-based FBARs"
Electronics Letters, Vol. 39, No. 23, november 2003
- [29] **K. M. LAKIN, J. R. BELSICK, J. P. McDONALD, K. T. MCCARRON AND C. W. ANDRUS**
"Bulk Acoustic Wave Resonators and Filters for Applications above 2 GHz"
IEEE MTT-S Digest, pp. 1487-1490, 2002
- [30] **H. MEIER, T. BAIER, AND G. RIHA**
"Miniaturization and Advanced Functionalities of SAW Devices"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.49, pp. 743-748, april 2001
- [31] **K. M. LAKIN, G. R. KLINE AND K.T. MCCARRON**
"Development for of Miniature Filters for Wireless Applications"
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 43, No. 12, pp. 2933-2939, december 1995
- [32] **K. M. LAKIN**
"A review of Thin-Film Resonator Technology"
IEEE Microwave Magazine, pp. 61-67, december 2003
- [33] **P. BRADLEY, R. RUBY, J. D. LARSON III, Y. OSHMYANSKY AND A. CHIEN**
"Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 813-821, 2001

- [34] **G. SCHOLL, C. KORDEN, E. RIHA, C.C.W RUPPEL, U; WOLFF, G. RIHA, L. REINDL AND R. WEIGEL**
"SAW-based radio Sensor Systems for Short-Range Applications"
IEEE Microwave Magazine, pp. 68-76, december 2003
- [35] **J. Y. PARK, H. M. LEE, H. C. LEE, K. H. LEE, Y. J. KO, J. H. SHIN, S. H. MOON AND J. U. BU**
"Micromachined FBAR RF-Filters for Advanced Handset Applications"
IEEE International Conference on Solid State Sensors, actuators and Microsystems, pp. 911-914, 2003
- [36] **R. AIGNIER, J. KAITILA, J. ELLA, L. ELBRECHT, W. NESSLER AND M. HANDTMANN**
"Bulk acoustic wave filters: performance optimization and volume manufacturing "
IEEE MTT-S Digest, pp. 2001-2004,2003
- [37] **J.-S KIM, K.-W KIM, M.-G. GU, J.-G. YOON AND H.-KYU PARK**
"Performance of Polygonal-Shaped TFBARs and On-Wafer tuning inductors"
IEEE MTT-S Digest, pp. 1759-1762, 2003
- [38] **M. YIM, D. H. KIM, D. CHAI, J. JUNG, J. PARK AND J. YOON**
"Optimization of Film Bulk Acoustic Wave Resonator (FBAR) for RF Filter Applications "
IEEE MTT-S Digest, pp. 389-392, 2003
- [39] **D. ROYER ET E. DIEULESAINT**
Ondes élastiques dans les solides, tome 1: Propagation libre et guidée
Paris: Masson, 1996
- [40] **C. BACON ET J. POUYET**
Mécanique des solides déformables
Paris : Hermès Science 2000
- [41] **J. F. ROSENBAUM**
Bulk acoustic wave theory and devices
Boston: Artech House, 1988
- [42] **C. F. CAMPBELL AND R.J. WEBER**
"Two dimensional finite difference method for the analysis of piezoelectric devices "
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 477-481, 1992
- [43] **J.-P. NOUGIER**
"Méthodes de calcul numérique. Volume 1, Systèmes d'équations "
Paris : Hermès science, 2001

-
- [44] **E. LANGER, S. SELBERHERR, P. A. MARKOWICH AND C. A. RINGHOFFER**
"Numerical analysis of acoustic wave generation in anisotropic piezoelectric materials"
IEEE Ultrasonics Symposium, pp. 350-353, 1982
- [45] **F. M. LAKIN**
"Analysis of composite resonator geometries"
Proceedings of the 37th annual Symposium of Frequency Control, pp. 320-323, 1983
- [46] **ANSYS 6.1 MULTIPHYSICS**
electronic manual
- [47] **R. LERCH**
"Simulation of piezoelectric devices by 2D and 3D finite elements "
IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 37,
No. 3, pp. 233-247, april 2002

ANNEXE I

Nous présentons dans cette annexe les mesures de nos résonateurs piézoélectriques. La réalisation technologique à été confiée à l'ESIEE de Paris. Ces résonateurs sont du type suspendu. La membrane est en SiO₂, d'épaisseur 300 nm. Les électrodes métalliques (200 nm) sont en aluminium. La couche piézoélectrique d'AlN est déposée par pulvérisation cathodique DC réactive (1 µm).

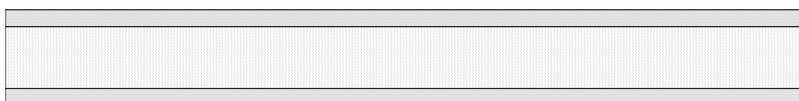
I PROCESS

Les figures qui suivent décrivent en détail le protocole de réalisation :

Nettoyage de Si double face



Oxydation sous vapeur d'eau de Si (4000 Å)
Temps 40'00'', température 1050 °C



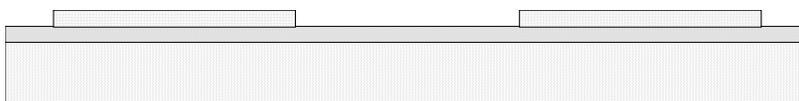
Etallement résine face avant et gravure SiO₂ face arrière
Buffer HF, vitesse de gravure 600 Å.min⁻¹



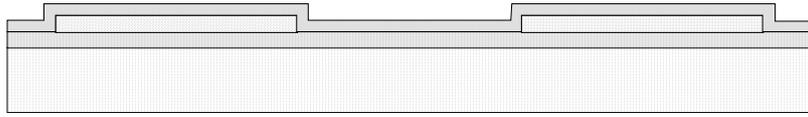
Dépôt Al (10000 Å) par pulvérisation cathodique DC sous Ar
Puissance 500 W, pression 5 µbar, vitesse de dépôt 1000 Å.min⁻¹



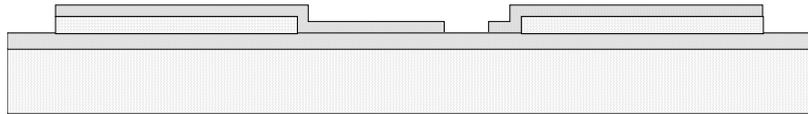
Définition des lignes d'accès et des plots par photolithographie et gravure humide (isotrope) de l'Al (mélange ANP : acide Acétique, acide Nitrique, acide Phosphorique H₃PO₄), température 35 °C, vitesse de gravure 1000 Å.min⁻¹



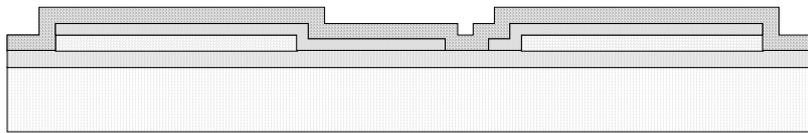
Dépôt Al (2000 Å) par pulvérisation cathodique DC sous Ar
Puissance 200 W, pression 5 µbar, vitesse de dépôt 400 Å.min⁻¹



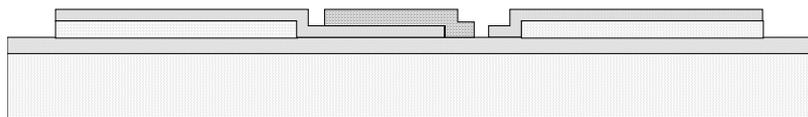
Définition de l'électrode inférieure par photolithographie et gravure sèche (anisotrope) de l'Al
(gravure ionique réactive Cl₂, BCl₃), vitesse de gravure 1000 Å.min⁻¹



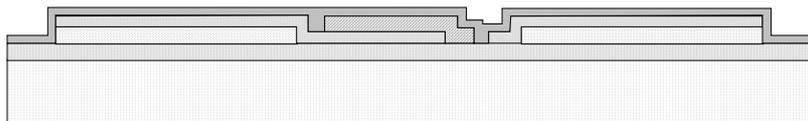
Dépôt AlN (1µm) par pulvérisation cathodique DC réactive sous Ar et N₂
Puissance 700 W, pression 6.6 µbar, N₂ / (N₂+Ar) = 65 %,
vitesse de dépôt 200 Å.min⁻¹



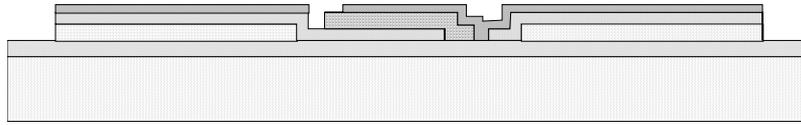
Définition de la zone piézoélectrique par photolithographie et gravure de l'AlN
Vitesse de gravure 3000 Å.min⁻¹



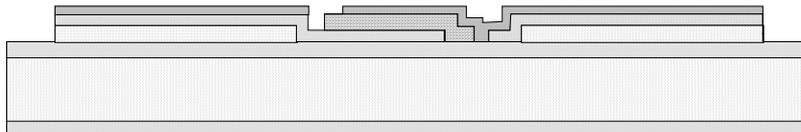
Dépôt Al (2000 Å) par pulvérisation cathodique DC sous Ar
Puissance 200 W, pression 5 µbar, vitesse de dépôt 400 Å.min⁻¹



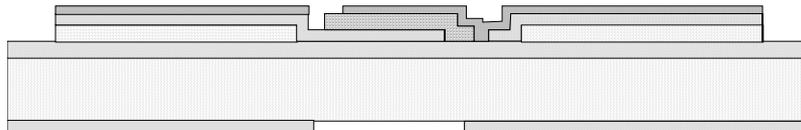
Définition de l'électrode supérieure par photolithographie et gravure sèche (anisotrope)
De l'Al (gravure ionique réactive $\text{Cl}_2, \text{BCl}_3$, vitesse de gravure sèche $1000 \text{ \AA} \cdot \text{min}^{-1}$)



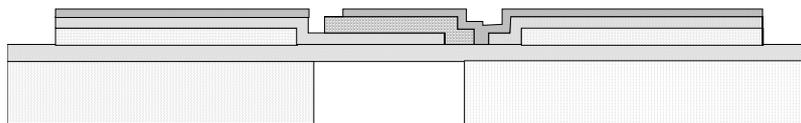
Dépôt Al en face arrière(5000 \AA) (masque DRIE) par pulvérisation cathodique DC
sous Ar. Puissance 500 W , pression 10 \mu bar , vitesse de dépôt $1000 \text{ \AA} \cdot \text{min}^{-1}$



Définition de l'ouverture membrane par photolithographie double face et gravure humide
(isotrope) de l'Al (protection face avant avec résine)
(ANP, 35°C), vitesse de gravure $1000 \text{ \AA} \cdot \text{min}^{-1}$



Etallement résine épaisse (10 \mu m) face avant
Gravure de Si en face arrière par DRIE
Procédé Bosch, température $25 \text{ }^\circ\text{C}$, alternance gravure SF_6 et passivation C_4F_8
Enlèvement résine



II DESIGN ET CLASSIFICATION DES RESONATEURS PIEZOELECTRIQUES

Un résonateur piézoélectrique, tel que nous l'avons appréhendé, peut être divisé en trois régions distinctes :

- l'accès coplanaire sur silicium massif,
- la ligne coplanaire sur la membrane,
- la zone active du résonateur.

Nous avons classé les résonateurs en deux groupes principaux :

Les résonateurs à accès coplanaires courts (125 μm), dénommés groupe C

Les résonateurs à accès coplanaires longs (600 μm), dénommés groupe L

A l'intérieur de chaque groupe, on distingue trois géométries différentes pour la zone active :

Carré, indexée C

Rectangulaire, indexée R

Circulaire, indexée rd (rond).

La taille de la zone active du résonateur est variable :

50x50 μm^2 , 100x100 μm^2 , 150x150 μm^2 , 200x200 μm^2 et 300x300 μm^2 pour les résonateurs carrés,

150x100 μm^2 pour les résonateurs rectangulaires,

25 μm et 50 μm de rayon pour les résonateurs circulaires.

Les lignes coplanaires sur la membrane sont sujettes aussi à des variantes sur leur largeur :

100 μm , 50 μm et 15 μm .

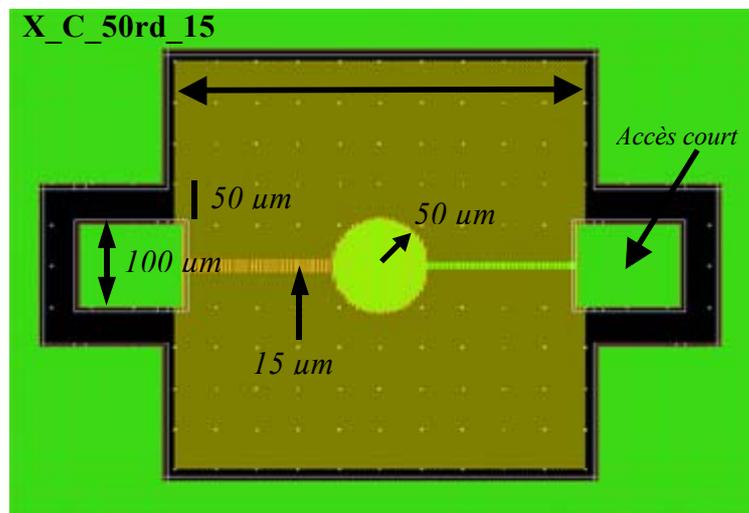
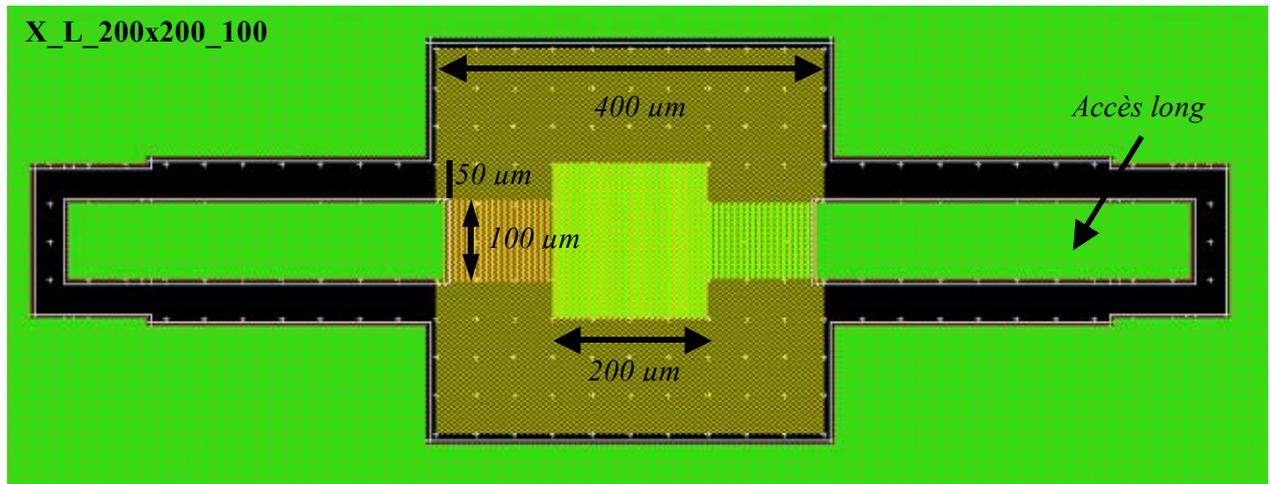
Ainsi, lors de la présentation des résultats de mesures, nous référencerons les résonateurs comme tel :

7_C_50x50_100 pour les résonateurs carrés et rectangulaires

8_L_50rd_15 pour les résonateurs circulaires.

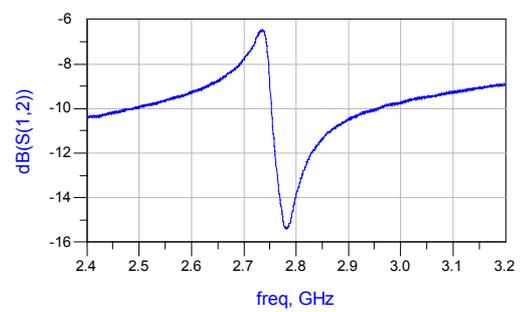
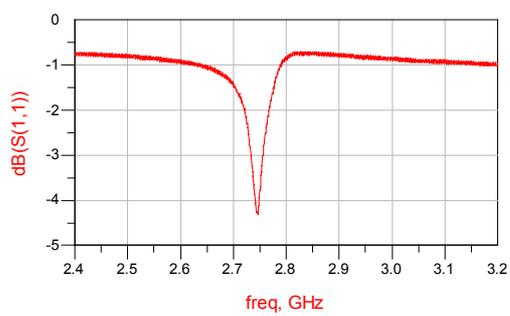
Le premier chiffre indiquant le numéro du wafer, la première lettre désignant le groupe court ou long, le premier couple de valeur la taille de la zone active et la dernière valeur la largeur de la ligne coplanaire sur la membrane. On se reportera aux deux dessins qui suivent afin de clarifier tout cela.

La surface de la partie suspendue des résonateurs a été fixée à 400x400 μm^2 pour tous les résonateurs.

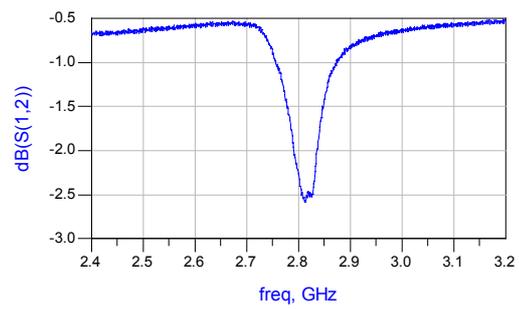


III RESULTATS

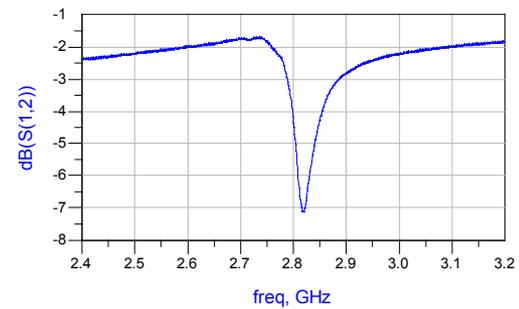
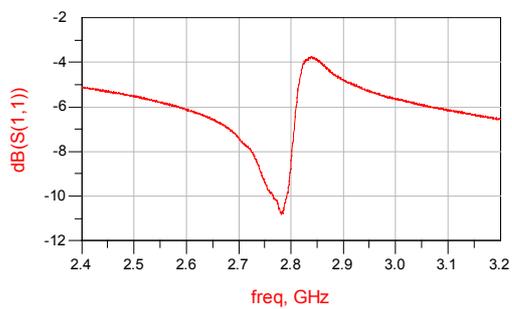
7_L_50x50_15



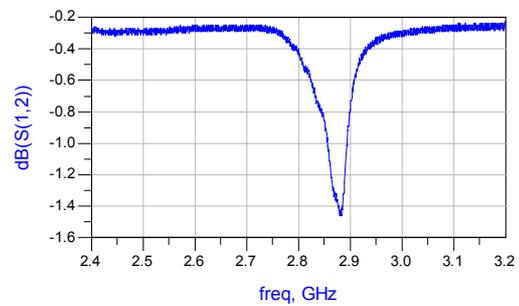
7_L_150x150_100



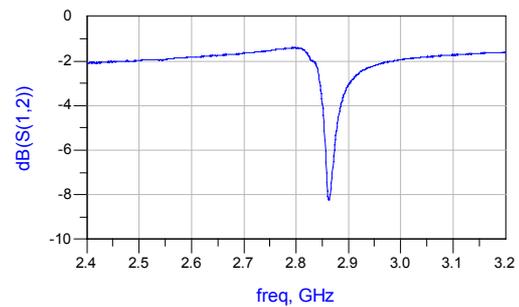
7_L_100x100_15



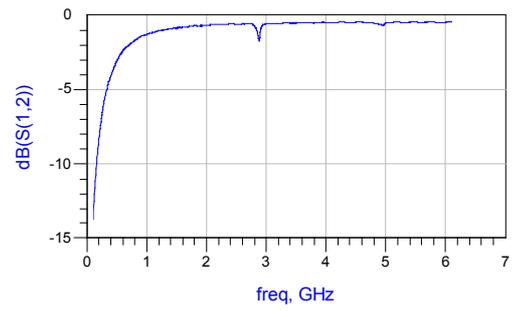
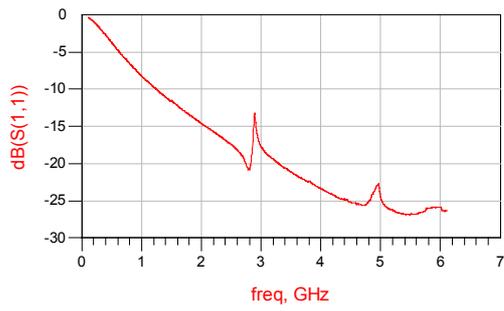
7_L_200x200_100



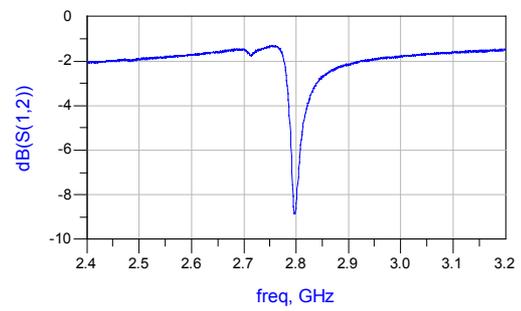
7_C_50rd_15



7_L_200x200_100



7_L_100x100_100



7_L_100x100_100

