



**HAL**  
open science

# Nouveau type d'oscillateur exploitant des transducteurs à domaines ferroélectriques alternés et des matériaux de guidage pour l'excitation d'ondes ultrasonores d'interface

Florent Bassignot

► **To cite this version:**

Florent Bassignot. Nouveau type d'oscillateur exploitant des transducteurs à domaines ferroélectriques alternés et des matériaux de guidage pour l'excitation d'ondes ultrasonores d'interface. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Franche-Comté, 2011. Français. NNT: . tel-00639401

**HAL Id: tel-00639401**

**<https://theses.hal.science/tel-00639401>**

Submitted on 9 Nov 2011

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

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

# THÈSE

présenté à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ  
spécialité Sciences Pour l'Ingénieur**

## **NOUVEAU TYPE D'OSCILLATEUR EXPLOITANT DES TRANSDUCTEURS À DOMAINES FERROÉLECTRIQUES ALTERNÉS ET DES MATÉRIAUX DE GUIDAGE POUR L'EXCITATION D'ONDES ULTRASONORES D'INTERFACE**

par

**Florent BASSIGNOT**

**Soutenue le 25 octobre 2011 devant la commission d'examen :**

<b>Président</b>	B. DULMET	Professeur à l'ENSMM, Besançon
<b>Directeur de thèse</b>	S. BALLANDRAS	DR2 CNRS ENSMM, Besançon
<b>Rapporteurs</b>	E. DEFAY	Ingénieur HDR, CEA-LETI, Grenoble
	S. GARIGLIO	Professeur assistant, Université de Genève, Genève
	M. PRIGENT	Professeur des Universités, Université de Limoges, Limoges
<b>Examineurs</b>	D. ALBRECHT	Ingénieur DGA, Bagneux
	J.M. LESAGE	Ingénieur DGA, Rennes
	G. CIBIEL	Responsable technique, CNES, Toulouse

## Remerciements

Quel serait mon travail sans la collaboration de toute une équipe de recherche, sans le soutien de toute ma famille et sans les temps de décontraction entre copains ? Et bien... Je ne peux pas vous répondre car mes travaux de thèse ont été le fruit d'une bonne entente avec mes collègues et d'un soutien moral permanent de mes proches. Ainsi, je tiens à les remercier :

Tout d'abord, je remercie mon directeur de thèse, Sylvain Ballandras, de m'avoir fait confiance pour mener un projet soutenu par la Direction Générale de l'Armement (DGA). Son implication dans mes travaux m'a énormément motivé et sa charge de travail m'a poussé à être autonome rapidement, me permettant ainsi de m'impliquer à 100 % dans mon projet et d'acquérir de nombreuses connaissances.

Je remercie également les membres de mon jury qui ont bien voulu lire ma prose et écouter mon discours. Soit mes rapporteurs, Michel Prigent, Stefano Gariglio et Emmanuel Defay dont les rapports ont été très instructifs et constructifs et mes examinateurs, Didier Albrecht, mon interlocuteur DGA ainsi que Jean-Marc Lesage qui n'a pas pu être disponible pour ma soutenance mais qui m'ont encadrés pendant toute ma thèse, Gilles Cibiel, grâce à qui je me suis plongé dans la compréhension des phénomènes intervenants dans le bruit de phase de mon oscillateur et enfin Bernard Dulmet, directeur du département Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a fait l'honneur de présider mon jury.

A l'origine de mon projet, nous trouvons Emilie, reine de l'inversion de domaines ferroélectriques. Elle m'a transmis tout son savoir sans rechigner ou très peu car parfois, je ne la croyais pas et je tenais à vérifier par moi même. Mais il s'est avéré qu'elle avait souvent raison mais je ne lui ai jamais trop dit... Par contre, je lui ai dit que je l'aimais bien... Une autre personne m'a aidé de nombreuses fois dans mes débuts en salle blanche lorsque je galérais sur les machines capricieuses. J'appelle donc Lamia à la barre pour la remercier.

Ayant un projet composé de 50 % de simulation, conception et de 50 % de fabrication, j'ai pu faire la connaissance de nombreuses personnes en salle blanche. Tout d'abord Gwenn qui a toujours été disponible pour répondre à mes interrogations et m'orienter dans mon projet. De plus, il est initiateur de multiples idées plus ou moins farfelues et notamment une sur laquelle j'ai déposé un brevet... Dans le « staff techno », dont Gwenn fait partie, nous trouvons un pongiste nommé Pétroch qui dans ces moments perdus fait un peu de maintenance (entre pongiste, on se taquine) et sa femme, Valérie, reine de la dépanne et du bonding. Pour compléter cette liste, je remercie également Jean-Yves, le rugbyman roi du dépôt ; Denis toujours en quête de poussières dans les environs de son masqueur ; Rolando qui est en train de stresser au moment où j'écris ces remerciements car bientôt c'est à son tour de soutenir ; Blandine qui découpe et redécoupe des choses parfois pas très catholiques comme mes dispositifs, combien de fois les substrats se sont décollés et ont cassé sa lame...

Ah qu'est ce que l'on a bien ri aussi devant la rôdeuse avec Dams, Thomas et Eric. Eh oui, grâce à eux le rodage était plus fun ! Revenons à Damien, mon binôme de thèse ou surtout de dames, de billard, de baby-foot, enfin bref de nombreux jeux anti-stress encore que lorsque nous faisons des paris, je me suis retrouvé à lui devoir une centaine de repas au RU... Heureusement, on a trouvé un terrain d'entente. Je remercie également mes autres collègues de bureau et notamment les nouveaux doctorants qui m'ont supporté lorsque je chantais mon single (Oh Marie, if you knew...).

Côté simulation, j'ai pu compter sur William, anti-Windows et pro-Linux, encore que j'ai vu qu'il avait installé une virtualbox Windows sur son Linux... Mais également Julien et Thierry, codeurs fous, qui m'ont permis d'utiliser les logiciels grâce à leurs outils de calcul « point and click ».

Côté électronique, j'ai dérangé plus d'une fois Panda et Gilles. Eh oui, quand on est bon et bien on assume ! De plus, Panda est un pêcheur mais pas que du dimanche, vraiment un pêcheur. On s'est retrouvé ensemble à faire des weekends de pêche, c'était génial !

Je vais finir par remercier ma famille, notamment ma maman, mon papa parti trop tôt et ma sœur avec qui j'ai passé et passe de très bons moments, me permettant de remplir ma mémoire de très bons souvenirs... Mes mamies, qui sont même des « super-mamies », trouvant toujours les mots lorsque le moral n'était pas au rendez-vous. Et pour finir, je remercie également mes oncles et tantes, cousins, cousines, petits-cousins-cousines, je m'arrête là car je suis très nul dans les liens de parenté.

Ah bien sûr sans oublier les copains avec qui nous nous déconnectons du travail pour passer de super soirées !

Voilà, j'ai essayé de remercier une bonne partie des personnes qui m'ont entourées durant ma thèse, j'ai dû en oublier, c'est sûr même, mais j'espère qu'ils ne m'en voudront pas trop...

A mon papa parti trop tôt,  
ma maman,  
ma sœur et  
mes super-mamies.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Résonateurs employés pour la stabilisation d'oscillateurs hautes fréquences</b>	<b>5</b>
1.1 Les oscillateurs électriques . . . . .	6
1.1.1 Applications et structure générale des oscillateurs électriques . . . . .	6
1.1.1.1 Applications multiples . . . . .	6
1.1.1.2 Structure de base et principe de fonctionnement . . . . .	8
1.1.2 Caractéristiques des oscillateurs . . . . .	13
1.1.2.1 Caractérisation de l'instabilité en fréquence dans le domaine temporel	14
1.1.2.2 Caractérisation de l'instabilité en fréquence dans le domaine fré-	
quentiel . . . . .	14
1.1.2.3 Liens entre domaine temporel et domaine fréquentiel . . . . .	16
1.2 Oscillateurs stabilisés par résonateurs à ondes élastiques . . . . .	17
1.2.1 Introduction à la piézoélectricité : application aux résonateurs piézoélectriques	17
1.2.1.1 Brève introduction et définition de la piézoélectricité . . . . .	17
1.2.1.2 Application des matériaux piézoélectriques : résonateurs à ondes	
élastiques . . . . .	18
1.2.2 Résonateurs à ondes de volume . . . . .	20
1.2.2.1 Résonateur à quartz . . . . .	21
1.2.2.2 Résonateurs à films minces . . . . .	24
1.2.3 Résonateurs à ondes de surface . . . . .	29
1.2.3.1 Définition et fabrication . . . . .	29
1.2.3.2 État de l'art . . . . .	31
1.3 Conclusion . . . . .	32
<b>2 Nouveau concept de résonateur à ondes élastiques</b>	<b>35</b>
2.1 La ferroélectricité . . . . .	36
2.1.1 Introduction à la ferroélectricité . . . . .	36
2.1.1.1 Bref historique . . . . .	36
2.1.1.2 Définition . . . . .	36
2.1.1.3 Les matériaux ferroélectriques et leurs particularités . . . . .	38
2.1.1.4 Applications . . . . .	39
2.1.2 Domaines ferroélectriques : inversion par application d'un champ électrique	40

2.1.2.1	Introduction et mise en évidence de différentes techniques d'inversion	40
2.1.2.2	Contexte de l'inversion de domaines par application d'un champ électrique . . . . .	41
2.1.2.3	Mécanisme de basculement de la polarisation par application d'un champ électrique . . . . .	42
2.1.2.4	Cinétique de l'inversion de domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique . . . . .	45
2.1.2.5	Paramétrage de l'impulsion électrique haute-tension : Cas des niobate et tantalate de lithium . . . . .	47
2.2	Concept du nouveau résonateur acoustique . . . . .	50
2.2.1	Présentation et état de l'art autour du concept . . . . .	50
2.2.1.1	Présentation du concept . . . . .	50
2.2.1.2	Etat de l'art autour de ce nouveau concept . . . . .	51
2.2.2	Intérêts et enjeux de ce nouveau concept . . . . .	53
2.2.2.1	Intérêts des TPPs et comparaison avec les peignes inter-digités classiques . . . . .	53
2.2.2.2	Retombées . . . . .	54
2.3	Conclusion . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Simulations acousto-électriques : du TPP au guide d'ondes à base de TPP</b>	<b>57</b>
3.1	Outils de simulation . . . . .	58
3.1.1	Éléments finis et de frontière . . . . .	58
3.1.2	Conditions aux limites électriques, périodicité et rayonnement . . . . .	60
3.1.3	Prise en compte des effets de température dans les calculs d'éléments finis et de frontières . . . . .	62
3.1.4	Outil de calcul de la dispersion harmonique . . . . .	64
3.2	Simulations de Transducteurs Polarisés Périodiquement . . . . .	65
3.2.1	Modélisation d'un TPP : définition du maillage . . . . .	65
3.2.2	Cas particulier de TPP en niobate ou tantalate de lithium . . . . .	68
3.2.2.1	Simulations par éléments finis de TPPs en niobate ou tantalate de lithium . . . . .	68
3.2.2.2	Simulations en température . . . . .	72
3.3	Simulations de guides d'ondes à base de TPPs . . . . .	74
3.3.1	Modélisation de guide d'ondes à base de TPP : Maillage et rayonnement . . . . .	74
3.3.2	Etude des propriétés de dispersion de la structure Si/TPP/Si . . . . .	76
3.3.3	Simulation en température . . . . .	83
3.3.4	Analyse des propriétés de dispersion harmonique de la structure silicium/TPP/-silicium . . . . .	86
3.3.5	Etude des effets de guidage et simulation en température de diverses configurations de guides d'ondes . . . . .	89
3.3.5.1	Matériau de guidage/TPP épais/Matériau de guidage . . . . .	90
3.3.5.2	Silicium/Silice/TPP aminci/Silice/Silicium . . . . .	92
3.3.5.3	Quartz/TPP aminci/Quartz . . . . .	94

3.3.5.4	Diamant/TPP aminci/Diamant . . . . .	96
3.4	Conclusion . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Fabrication du résonateur à base de transducteur polarisé périodiquement</b>	<b>101</b>
4.1	Fabrication du TPP . . . . .	102
4.1.1	Inversion des domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique	102
4.1.1.1	Description du banc d'inversion de domaines ferroélectriques . . . . .	102
4.1.1.2	Définition de la structure périodique isolante . . . . .	105
4.1.2	Inversion de domaines périodiques sur niobate et tantalate de lithium . . . . .	108
4.1.2.1	Réseaux périodiques sur niobate de lithium . . . . .	108
4.1.2.2	Réseaux périodiques sur tantalate de lithium . . . . .	112
4.1.3	Réalisation du TPP . . . . .	113
4.2	Report de plaques . . . . .	114
4.2.1	Collage métallique par compression . . . . .	114
4.2.2	Caractérisations des collages : méthodes destructives ou non . . . . .	115
4.2.2.1	Méthodes destructives : arrachement et observation de l'interface . . . . .	115
4.2.2.2	Méthode non destructive : caractérisation ultrasonore . . . . .	116
4.3	Amincissement de plaques composites . . . . .	118
4.3.1	Rodage et polissage . . . . .	118
4.3.1.1	Bref historique . . . . .	118
4.3.1.2	Rodage et polissage : Quelques définitions . . . . .	119
4.3.2	Les machines de rodage et polissage : procédés mis en œuvre et applications	121
4.3.2.1	Les rôdeuses simple et double face . . . . .	121
4.3.2.2	La polisseuse double face et équipements . . . . .	124
4.4	Connexions électriques du résonateur et fabrication de l'oscillateur . . . . .	127
4.4.1	Cas des matériaux de guidage usinables . . . . .	127
4.4.2	Cas des matériaux de guidage conducteurs . . . . .	128
4.4.3	Application pour tous types de matériaux de guidage . . . . .	129
4.4.4	Fabrication de l'oscillateur . . . . .	130
4.5	Conclusion . . . . .	135
<b>5</b>	<b>Caractérisations expérimentales et comparaison avec la théorie</b>	<b>137</b>
5.1	Transducteurs Polarisés Périodiquement sur niobate et tantalate de lithium . . . . .	138
5.1.1	Présentation des outils de caractérisation . . . . .	138
5.1.2	Recherche d'une géométrie optimale du TPP pour allier miniaturisation et qualité du signal . . . . .	141
5.1.2.1	Influence de l'ouverture acoustique du TPP . . . . .	141
5.1.2.2	Influence de la longueur du TPP . . . . .	143
5.1.3	Comparaisons théorie/expérience de TPPs en niobate et tantalate de lithium : admittances et dérivées en température . . . . .	144
5.1.3.1	Admittances expérimentales et théoriques de TPPs en niobate et tantalate de lithium . . . . .	144
5.1.3.2	Mesures en température et comparaison avec la théorie . . . . .	147
5.1.4	Etude de la propagation des ondes élastiques dans un TPP . . . . .	148

5.1.4.1	Description du banc de mesures acousto-optiques . . . . .	149
5.1.4.2	Mesures acousto-optiques d'un TPP : mise en évidence d'ondes quasi-stationnaires . . . . .	150
5.2	Oscillateur stabilisé par un résonateur silicium/TPP épais/ silicium . . . . .	152
5.2.1	Caractérisation des résonateurs sur guides d'ondes . . . . .	152
5.2.1.1	Caractérisations de différentes connexions électriques de résona- teurs silicium/TPP/silicium . . . . .	152
5.2.1.2	Etude détaillée de résonateurs silicium dopé/TPP épais en LiTaO <sub>3</sub> et LiNbO <sub>3</sub> / silicium dopé : Admittance, paramètres S et dérive en température . . . . .	156
5.2.2	Caractérisation de l'oscillateur à 131 MHz stabilisé par un résonateur sili- cium/TPP LiNbO <sub>3</sub> (p=50 µm, e=500 µm)/silicium . . . . .	161
5.2.2.1	Simulation du résonateur à 131 MHz et du circuit amplificateur avec le logiciel « ADS » . . . . .	161
5.2.2.2	Bruit de phase et stabilité de notre oscillateur . . . . .	164
5.3	Résonateurs à base de TPPs amincis . . . . .	172
5.3.1	Caractérisations des résonateurs sur guides d'ondes à base de TPP amincis	172
5.3.1.1	Véhicule de test : Si dopé/TPP LiNbO <sub>3</sub> (p=50 µm, e=30 µm)/Si dopé . . . . .	172
5.3.1.2	Véhicule de test : Si dopé/TPP LiTaO <sub>3</sub> (p=50 µm, e=30 µm)/Si dopé . . . . .	175
5.3.2	Etude du tirage en fréquence des modes par application d'un champ élec- trique statique . . . . .	178
5.4	Conclusion . . . . .	182
<b>6</b>	<b>Vers un nouveau type de TPP : Barreaux polarisés périodiquement</b>	<b>185</b>
6.1	Présentation du concept : contexte et enjeux associés . . . . .	186
6.1.1	Barreaux polarisés périodiquement : contexte . . . . .	186
6.1.2	Objectifs et applications . . . . .	187
6.2	Modélisations et propriétés remarquables . . . . .	188
6.2.1	Maillage . . . . .	188
6.2.2	Analyse des propriétés de dispersion . . . . .	189
6.3	Fabrication . . . . .	193
6.4	Caractérisation et confrontation théorie/expérience . . . . .	196
6.4.1	Etudes de l'influence de la longueur, de la profondeur et de la largeur du barreau sur l'excitation des ondes élastiques . . . . .	196
6.4.1.1	Influence de la longueur du barreau . . . . .	196
6.4.1.2	Influence de la profondeur du barreau . . . . .	197
6.4.1.3	Influence de la largeur du barreau . . . . .	198
6.4.2	Etude du couplage électromécanique . . . . .	199
6.4.3	Etude des dérives en fréquence et en tension du mode longitudinal en fonction de la température . . . . .	201
6.4.3.1	Mesures en température et comparaison avec la théorie . . . . .	201

6.4.3.2 Etude de la dérive en tension . . . . .	202
6.5 Conclusion . . . . .	203
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>205</b>
<b>Annexe A Orientations cristallines</b>	<b>209</b>
<b>Annexe B Formulations des propriétés de diffraction</b>	<b>211</b>
<b>Annexe C Inversion de domaines ferroélectriques</b>	<b>213</b>
<b>Annexe D Influence du rapport cyclique des TPPs</b>	<b>215</b>
<b>Annexe E Procédés de rodage et polissage</b>	<b>217</b>
E.1 Procédés de rodage . . . . .	217
E.2 Procédés de polissage . . . . .	220
<b>Bibliographie</b>	<b>221</b>



# Introduction

Le temps est la grandeur physique que nous mesurons avec le plus d'exactitude. Les systèmes utilisés pour mesurer le temps sont génériquement appelés horloge. Une horloge est un dispositif capable de générer de manière autonome des repères périodiques permettant de synchroniser divers éléments et d'estimer des durées. Les horloges sont de nos jours de plus en plus précises et stables et leurs applications sont de multiples natures : les montres, l'informatique, les télécommunications, la métrologie, le positionnement, etc. Revenons maintenant sur le passé pour percevoir l'évolution de la mesure du temps. Dès l'Antiquité, les hommes ont cherché à évaluer l'écoulement du temps rythmé par les années, les saisons, les jours et les nuits. Les premiers instruments de mesure connus sont les gnomons et les cadrans solaires. Fondés sur le déplacement relatif du Soleil par rapport à la Terre, ils ne pouvaient fonctionner que le jour, par temps ensoleillé et n'indiquaient qu'approximativement l'heure. Avec le temps, l'homme s'est inspiré de phénomènes physiques dont il avait remarqué le caractère périodique pour concevoir et mettre au point des dispositifs de mesure du temps de plus en plus précis. Les horloges mécaniques au XVIII<sup>ème</sup> siècle en sont un exemple. Elles permirent aux hommes de connaître l'heure à tout moment et en tout lieu. Désormais, elles ne sont plus à l'ordre du jour sur le plan de la précision. Des moyens plus précis et plus compacts ont été développés. En la matière, l'horloge à quartz a constitué un véritable progrès. Le premier oscillateur à quartz apparaît en 1933 mais sa taille est plus proche d'un réfrigérateur que d'une montre bracelet. Produit d'une grande miniaturisation, cette dernière n'apparaît que dans les années 1970.

Aujourd'hui, nous trouvons encore des diapasons à quartz formant le cœur des montres dans de nombreux équipements de télécommunication, de test et de mesure. Les diapasons à quartz sont conçus pour vibrer à des fréquences allant de la dizaine de kilohertz, à quelques dizaines de mégahertz. Pour des fréquences supérieures, les résonateurs à ondes de surface ou de volume à base de quartz sont les mieux adaptés. Ils sont largement utilisés pour le traitement du signal Radio-Fréquence (RF) et notamment pour la stabilisation d'oscillateurs électriques dans la

gamme de fréquence 50 MHz – 6 GHz mais restent en outre un composant limité par sa sensibilité à l’environnement (notamment à la température qui est la première cause d’instabilité des oscillateurs) mais aussi par le besoin de la qualité de son encapsulation (surfaces libres, encapsulation sous vide). Les besoins d’oscillateurs très hautes fréquences, de pureté spectrale et de stabilité court terme proviennent des demandes du marché mondial dans les applications comme le positionnement, la navigation et plus généralement dans les systèmes radars. Une diminution des incertitudes est recherchée, ce qui implique de posséder des références encore plus stables.

L’ambition de ces travaux est de fabriquer un nouveau résonateur à ondes élastiques avec un principe d’excitation des ondes novateur permettant de stabiliser des sources hautes fréquences. Comment allons-nous concevoir ce résonateur pratiquement insensible aux pollutions extérieures et présentant des possibilités d’encapsulation bas coût ?

Les deux premiers chapitres définiront les notions indispensables à la conception d’un nouvel oscillateur stabilisé par un résonateur à ondes élastiques. En effet, dans un premier temps nous étudierons le fonctionnement et les applications d’un oscillateur et nous aborderons quelques caractéristiques de résonateurs à ondes élastiques présents sur le marché. Nous serons donc amené à introduire la notion de piézoélectricité. Dans un second temps, nous nous intéresserons à un nouveau principe d’excitation des ondes fondé sur une alternance de domaines ferroélectriques. Ainsi, nous présenterons la notion de ferroélectricité avec notamment les propriétés de quelques matériaux ferroélectriques et plus précisément du niobate et du tantalate de lithium. Nous décrirons diverses méthodes d’inversion de domaines ferroélectriques en insistant sur la technique d’inversion par application d’un champ électrique, retenue pour la fabrication du transducteur du nouveau résonateur. Nous proposerons un comparatif des transducteurs polarisés périodiquement avec ceux à peignes inter-digités et nous présenterons le concept du nouveau résonateur structuré en guide d’ondes.

Le troisième chapitre présente une étude théorique autour de ce nouveau concept. Nous commencerons par décrire les logiciels utilisés puis nous analyserons la structure de transduction à domaines polarisés périodiquement. Ensuite nous nous concentrerons sur l’étude du résonateur en analysant les propriétés de dispersion de diverses structures composées par différents matériaux. Nous retiendrons une architecture ad-hoc afin de la mettre en œuvre dans le chapitre suivant.

Le quatrième chapitre détaille les étapes cruciales dans la fabrication du nouvel oscillateur stabilisé par un résonateur fondé sur un transducteur polarisé périodiquement reporté de part et d’autre sur un substrat de silicium. Nous indiquerons nos diffé-

rents choix technologiques.

Le cinquième chapitre est consacré à la caractérisation pas à pas de l'oscillateur ainsi constitué et à la comparaison des mesures expérimentales avec les résultats théoriques. Ce chapitre nous permet de conclure quant à la faisabilité des dispositifs et d'envisager de futurs développements tirant parti des avancées de nos travaux dont nous présentons un exemple dans le chapitre six.

Le sixième et dernier chapitre correspond à une étude d'un autre concept fondé toujours sur les domaines ferroélectriques alternés mais dont la structure et notamment l'excitation du transducteur ont été modifiées. Nous présentons une étude complète de ce nouveau dispositif appelé barreau polarisé périodiquement dont nous remarquons un véritable potentiel par ses forts coefficients de couplages électromécaniques. Enfin, nous concluons ces travaux et fournirons des perspectives de poursuite de cette étude.



# Chapitre 1

## Résonateurs employés pour la stabilisation d'oscillateurs hautes fréquences

Ce premier chapitre présente le cadre général dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. En effet, nous allons introduire quelques notions sur les oscillateurs et notamment sur les résonateurs, éléments centraux de ces systèmes.

Dans une première partie, nous présenterons les oscillateurs harmoniques en détaillant leur principe de fonctionnement et les diverses applications visées. Nous orienterons notre étude sur les oscillateurs hautes fréquences en définissant différentes topologies de tels circuits et leurs caractéristiques types, notamment le bruit de phase et la stabilité en fréquence. Dans une seconde partie, nous nous attarderons sur l'élément de stabilisation de l'oscillateur. En effet, les caractéristiques de l'oscillateur sont liées à celles du résonateur. Nous commencerons par introduire la piézoélectricité, caractéristique essentielle des cristaux utilisés pour fabriquer de nombreux résonateurs présents sur le marché. Nous présenterons un état d'avancement des différents types de résonateurs commercialisés en précisant les demandes actuelles. Nous nous intéresserons alors à l'étude des résonateurs à ondes de volume (nommés en anglais résonateurs BAW pour « Bulk Acoustic Wave ») avec, entre autres, les structures à base de quartz. Puis nous décrirons d'autres résonateurs fondés sur l'excitation d'ondes élastiques tels que les résonateurs à ondes de surface (appelés en anglais, SAW pour « Surface Acoustic Wave »). Ces présentations nous permettront de mieux définir la problématique de la présente thèse dédiée à la réalisation de résonateurs à ondes élastiques guidées sur substrats composites capables de répondre aux besoins de sources hautes fréquences.

## 1.1 Les oscillateurs électriques

Parmi les phénomènes naturels remarquables par leur complexité et leur singularité, il existe une classe de systèmes particulièrement intéressants à étudier appelés systèmes oscillants. En reprenant la définition du Petit Robert, osciller consiste à : « Aller de part et d'autre d'une position moyenne par un mouvement alternatif plus ou moins régulier ». Un oscillateur électrique est un système dont l'évolution est décrite par la variation périodique (ou pseudo périodique) d'une grandeur électrique. Autrement dit, nous pouvons associer à un oscillateur une grandeur physique (paramètre descriptif de l'oscillateur) qui est une fonction périodique du temps. On distingue plusieurs types d'oscillateurs se différenciant notamment par leur principe de fonctionnement et leur domaine d'application. Nous nous proposons, dans cette partie, d'établir un aperçu des différentes applications des oscillateurs électriques pour ensuite revenir sur leur principe de fonctionnement. Enfin, nous décrirons diverses topologies d'oscillateurs et nous examinerons les deux principales caractéristiques permettant d'en qualifier le fonctionnement.

### 1.1.1 Applications et structure générale des oscillateurs électriques

#### 1.1.1.1 Applications multiples

Les oscillateurs, sous toutes leurs formes, font partie des circuits électroniques les plus employés : un microprocesseur utilise une horloge pour effectuer ses opérations, en transmission de données numériques, on utilise une horloge pour cadencer la transmission, en transmission de données avec modulation, on utilise des oscillateurs sinusoïdaux pour générer la porteuse, etc. En effet, ils permettent la génération de signaux périodiques dont la fréquence détermine la cadence d'exécution des tâches à réaliser. L'oscillateur est un composant indispensable dans l'électronique grand public comme les réseaux de télécommunication, les ordinateurs, les téléphones portables, mais également dans des versions élaborées en métrologie, pour la géolocalisation, les télécommunications spatiales, les études de physiques fondamentales, etc. Les principaux leaders du marché des oscillateurs acoustoélectriques sont Epson Toyocom, NDK, TXC, Vectron et Temex. Ces entreprises commercialisent de nombreux oscillateurs dans différents secteurs d'activité. D'après la thèse de David Petit [1], nous présentons en figure 1.1(a) un diagramme circulaire de la répartition des ventes d'oscillateurs en 2008 par secteur d'activité de l'entreprise TXC Corporation [2]. Nous remarquons que les oscillateurs sont utilisés dans de nombreux domaines et plus particulièrement dans les secteurs de la téléphonie mobile et des réseaux de communications, qui sont encore en 2011 en pleins essors. Ces oscillateurs

ne possèdent pas tous les mêmes caractéristiques (fréquence de synchronisme, thermostaté ou non, à ondes de surface ou de volume), c'est pourquoi nous proposons en figure 1.1(b), un diagramme circulaire présentant une étude de marché conduite par « Dedalus consulting » en 2007 [1] indiquant la répartition mondiale des ventes de différents oscillateurs.

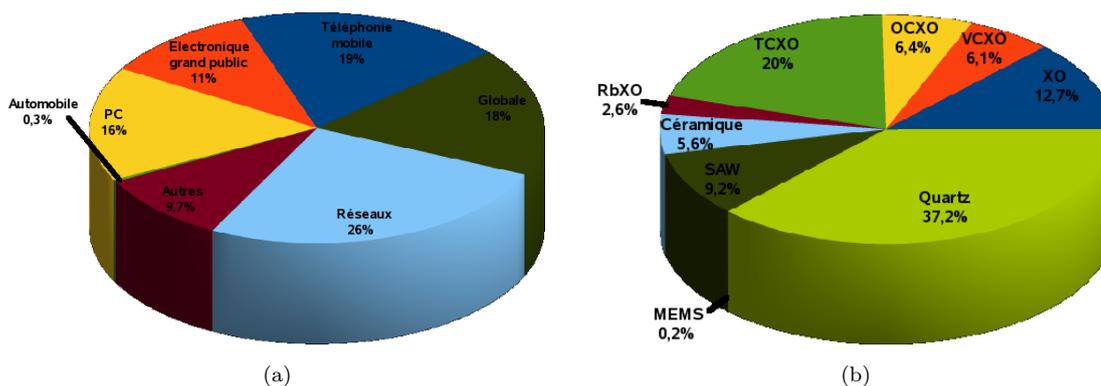


FIGURE 1.1 – (a) Diagramme circulaire représentant la répartition des ventes d'oscillateurs en 2008 par secteur d'activité de l'entreprise TXC Corporation [2] et en (b) représentation de la répartition des différents oscillateurs vendus dans le monde évaluée par « Dedalus consulting » en 2007 [1]

Nous trouvons en tête des ventes, les oscillateurs à quartz classique utilisés essentiellement dans de nombreux dispositifs électroniques tels que les téléphones mobiles, ordinateurs, etc. Nous pouvons ajouter à ces marchés, le besoin de divers oscillateurs à quartz compensés en température tels que les XO (« X-crystal Oscillator » dont la coupe du cristal de quartz a été choisie pour sa compensation en température), les TCXO (« Temperature Compensated X-crystal Oscillator » avec une compensation électronique de la température) et les OCXO (« Oven Controlled X-crystal Oscillator » dont l'objectif est de maintenir l'oscillateur à une température fixe). Ces oscillateurs sont fondés sur des résonateurs à ondes de volumes (« BAW »). En outre, des oscillateurs stabilisés par des résonateurs à ondes de surface (« SAW ») sont également disponibles commercialement. Ces deux approches seront détaillées par la suite.

Maintenant que nous avons souligné le besoin important d'oscillateurs électriques, nous allons décrire dans le paragraphe suivant leur principe de fonctionnement afin d'en pointer les difficultés opératoires spécifiques.

### 1.1.1.2 Structure de base et principe de fonctionnement

En électronique, un oscillateur est un système auto-entretenu capable de générer un signal temporellement périodique. Ce signal est caractérisé principalement par sa fréquence centrale notée généralement  $f_0$ , exprimée en Hertz (Hz). Il existe principalement deux sortes d'oscillateurs : l'oscillateur à relaxation qui produit des signaux pouvant prendre deux états au cours du temps (la durée de transition entre ces deux états étant très courte) et dont l'évolution des oscillations est non-linéaire, et l'oscillateur harmonique que nous allons étudier, dont le signal généré est quasi-sinusoïdal avec une fréquence de synchronisme ne dépendant que des caractéristiques du système. On parle d'oscillateur quasi-sinusoïdal plutôt que d'oscillateur sinusoïdal car la nature même des composants électroniques rend un tel oscillateur impossible à réaliser. En effet, la distribution spectrale, de l'énergie des signaux délivrés par cet oscillateur présente des harmoniques.

Un oscillateur comporte toujours un élément actif (circuit amplificateur) associé à un circuit passif (dipôle ou quadripôle de réaction). En effet, le résonateur présentant des pertes, nous devons en conséquence ajouter un système les compensant afin d'entretenir les oscillations à la fréquence d'oscillation  $f_0$ . L'amplificateur va apporter de l'énergie au système de façon à maintenir constante l'énergie emmagasinée. Encore faut-il respecter les critères de Barkhausen [3] pour que les oscillations démarrent. Considérons le système bouclé de l'oscillateur présenté en figure 1.2.

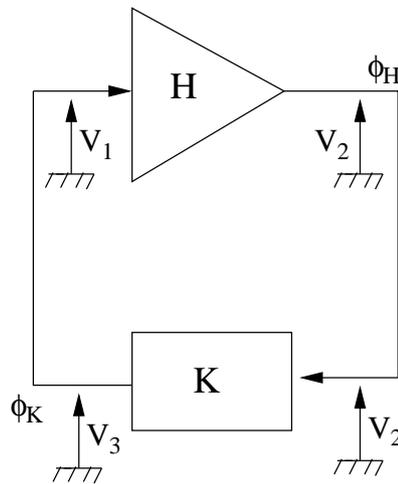


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'un système contre-réactionné double ports

Il est composé par une chaîne directe, de fonction de transfert  $H(\omega)$  et d'une chaîne de retour, de fonction de transfert  $K(\omega)$ . L'élément  $H$  dit « amplificateur d'entretien » contient généralement un ou plusieurs composants non linéaires (transistors, diodes, etc.) Son rôle principal est d'assurer le transfert de l'énergie et de

compenser les pertes dans le circuit oscillateur d'une part et d'autre part de limiter l'amplitude d'oscillation. L'élément  $K$  représente le circuit résonnant dont la modélisation peut être dipolaire ou quadripolaire. Pour que les oscillations démarrent, il faut réaliser l'équilibre entre les pertes du résonateur et le gain de l'amplificateur. Cette caractéristique est traduite par le critère d'oscillation de Barkhausen [3]. Si nous supposons que les deux éléments  $H$  et  $K$  sont caractérisés par une réponse harmonique en amplitude ( $|H|$  et  $|K|$ ) et en phase ( $\Phi_H$  et  $\Phi_K$ ), nous obtenons :

$$V_2 = |H|e^{j\Phi_H}V_1, \quad (1.1)$$

$$V_3 = |K|e^{j\Phi_K}V_2, \quad (1.2)$$

$$\text{soit } V_3 = |H||K|e^{j\Phi_H+\Phi_K}V_1 \quad (1.3)$$

Le fonctionnement de l'oscillateur exige l'égalité des tensions  $V_3$  (tension sortante du résonateur) et  $V_1$  (tension entrante dans le circuit d'amplification) ce qui conduit à une condition sur l'amplitude et sur la phase appelée critère de Barkhausen :

$$\begin{cases} |H||K| = 1 \\ \Phi_H + \Phi_K = 0 + 2k\pi, \quad k \in \mathbb{Z} \end{cases} \quad (1.4)$$

Le critère de Barkhausen impose un gain unitaire et une condition de phase nulle dans la boucle. Si le produit  $|H||K| < 1$ , les oscillations s'amortissent et l'oscillateur s'arrête. Dans le cas  $|H||K| > 1$ , les oscillations sont amplifiées et croissent indéfiniment avec le temps. La condition  $|H||K| = 1$  n'est pas réalisable avec des composants linéaires. Dans un oscillateur réel, les non linéarités de l'amplificateur entraînent une diminution du gain lorsque l'amplitude augmente. L'amplitude en régime permanent est fixée par la condition  $|H||K| = 1$ . La fréquence d'oscillation du résonateur est en général fixée par la condition sur la phase. En pratique, les déphasages introduits par l'amplificateur ou le résonateur peuvent varier sous l'influence de différents facteurs :

- introduction de capacités parasites extérieures au montage,
- variations de température modifiant les capacités internes des composants électroniques et de façon plus générale l'impact des variations paramétriques sur le point de fonctionnement du circuit complet,
- vieillissement des composants électroniques modifiant leurs valeurs.

Les fluctuations de phase générées dans la boucle vont occasionner des fluctuations de la fréquence du signal de sortie pour assurer la condition de Barkhausen sur la phase. La figure 1.3 montre l'influence d'un déphasage parasite sur la fréquence d'oscillation en fonction de la pente de la courbe de phase en comparant les caractéristiques de deux résonateurs  $A$  et  $B$ .

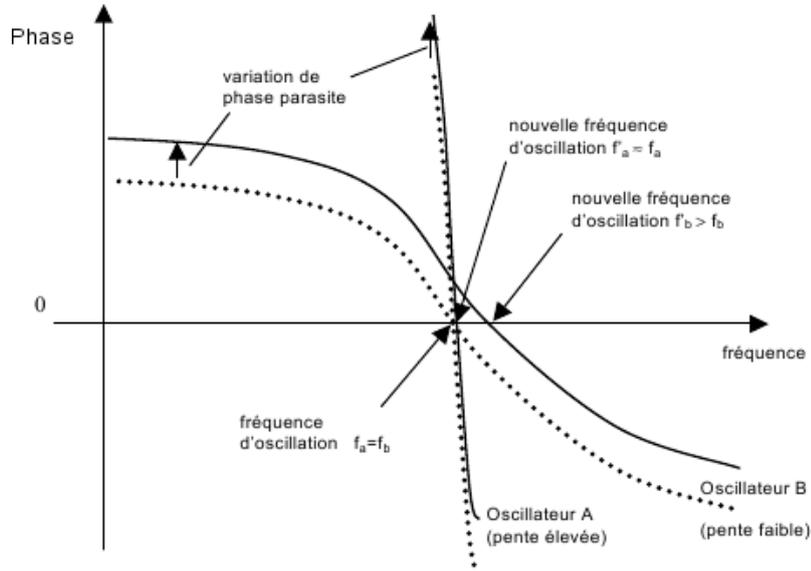


FIGURE 1.3 – Influence d'un déphasage parasite sur la fréquence d'oscillation

Nous remarquons que la variation de fréquence est d'autant plus faible que la rotation de phase est rapide au voisinage de la fréquence d'oscillation. Cette pente ( $S$ ) dépend du facteur de qualité en charge ( $Q_L$ ) du résonateur telle que :

$$S = \frac{2Q_L}{\omega_0^2} \quad (1.5)$$

Ainsi, pour réaliser des oscillateurs stables, il est préférable d'utiliser des dispositifs à fort facteur de qualité. En effet, si un signal d'oscillation sinusoïdal existe à l'instant  $t = 0$ , alors son amplitude va décroître exponentiellement car le signal est amorti par les pertes. L'énergie emmagasinée dans le résonateur ( $W$ ) atteignant une valeur finie, va suivre exactement la même évolution. En considérant la diminution d'énergie emmagasinée  $\Delta W$  au cours d'une période  $T$ , on définit le coefficient de qualité ( $Q$ ) du résonateur tel que :

$$Q = \frac{2\pi W}{\delta W} = \frac{\omega_0 W}{P}, \quad (1.6)$$

où  $P$  est la puissance dissipée par période par le résonateur et s'écrit :

$$P = \frac{\Delta W}{T} = \frac{-dW}{dt}. \quad (1.7)$$

Dans le domaine fréquentiel, les pertes se traduisent par un élargissement de la raie de résonance (cf. figure 1.4(a)). Le facteur de qualité du résonateur en charge ( $Q_L$ ) est alors :

$$Q_L = \frac{f_0}{\Delta f}, \quad (1.8)$$

avec  $f_0$  la fréquence de résonance et  $\Delta f$ , la largeur du pic de conductance à mi-hauteur.

Nous présentons en figures 1.4(a, b) la réponse typique en module et en phase d'un résonateur.

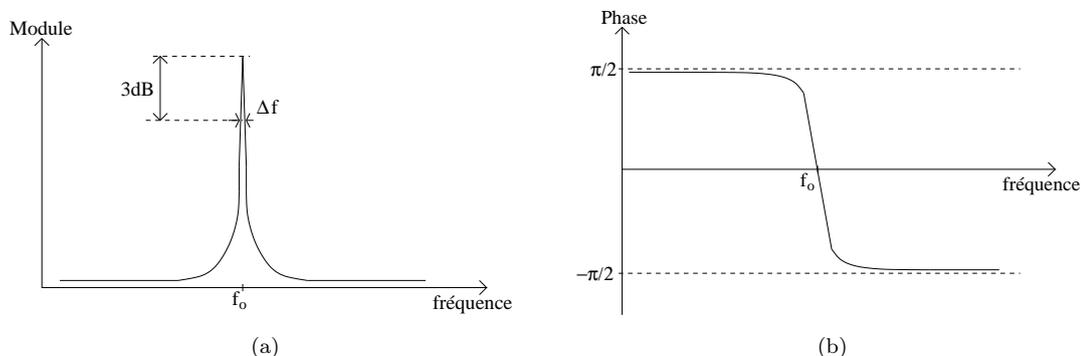


FIGURE 1.4 – Module (a) et phase (b) de la réponse d'un résonateur

Nous présentons en figure 1.5 un exemple d'oscillateur de type LC afin d'illustrer ces propos. Le circuit est composé d'un amplificateur en tension idéal de gain  $A_0$  avec une impédance d'entrée infinie afin que le signal ne soit pas perturbé par des éléments extérieurs. Le réseau de réaction formé d'une cellule en « PI » est quant à lui composé d'éléments purement réactifs comme des capacités et des inductances.

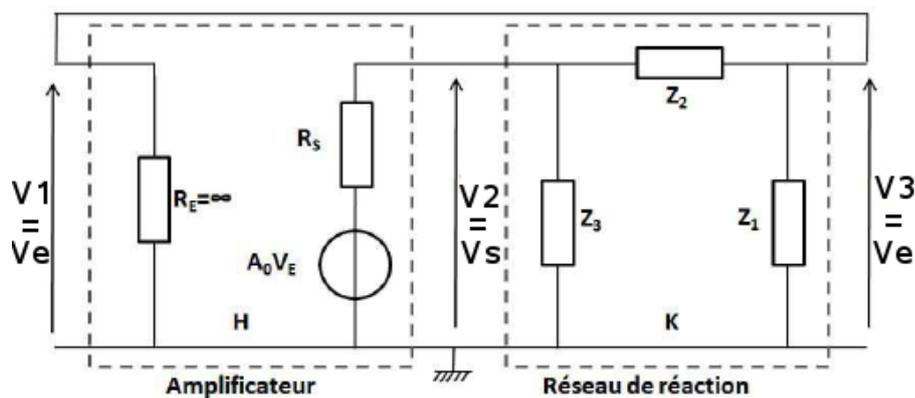


FIGURE 1.5 – Schéma électrique d'un oscillateur LC

Les fonctions de transfert de l'amplificateur  $H$  et de la chaîne de réaction  $K$  sont données respectivement par ces équations :

$$\begin{cases} H(j\omega) = \frac{A_0 Z_e(j\omega)}{R_s + Z_e(j\omega)} & \text{avec } Z_e(j\omega) = \frac{Z_3(j\omega)(Z_1(j\omega) + Z_2(j\omega))}{Z_1(j\omega) + Z_2(j\omega) + Z_3(j\omega)} \\ K(j\omega) = \frac{Z_1(j\omega)}{Z_1(j\omega) + Z_2(j\omega)} \end{cases} \quad (1.9)$$

Puis en appliquant la condition de Barkhausen et sachant que les composants sont de nature réactive, nous obtenons l'équation suivante :

$$-A_0 X_1 X_2 = jR_s(X_1 + X_2 + X_3) - X_3(X_1 + X_2) \quad (1.10)$$

Cette équation doit vérifier l'égalité des parties réelles et imaginaires d'où :

$$\left. \begin{array}{l} \text{égalité des parties réelles :} \quad A_0 X_1 = -X_3 \\ \text{égalité des parties imaginaires :} \quad X_1 + X_2 + X_3 = 0 \end{array} \right\} \quad (1.11)$$

L'amplificateur présente une rotation de phase de  $180^\circ$ . Ainsi  $X_1$  et  $X_3$  sont de même signe, donc de même nature, alors que la seconde condition impose une différence de nature entre  $X_2$  et les deux éléments précédents. Les deux structures satisfaisant cette condition, dites de Hartley et de Colpitts sont représentées sur la figure 1.6.

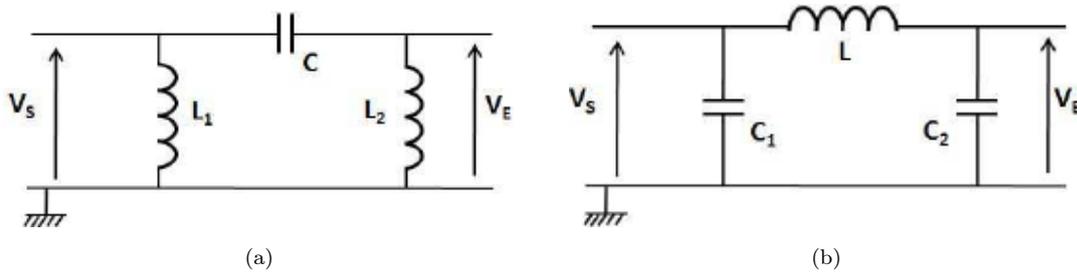


FIGURE 1.6 – (a) Réseau de réaction de Hartley et (b) réseau de réaction de Colpitts

La seconde condition fixe la fréquence d'oscillation  $f_0$  égale pour le réseau de Hartley à :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_2)C}} \quad (1.12)$$

et pour le réseau de Colpitts à :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} L}} \quad (1.13)$$

La structure « Colpitts » ainsi obtenue est plus fréquente dans les montages d'oscillateurs car elle ne nécessite qu'une seule inductance, réduisant ainsi les effets d'antenne. De plus, cette inductance peut être remplacée par la partie inductive d'un résonateur. Pour plus d'informations sur ce circuit, notamment sur le principe de fonctionnement de son électronique, le lecteur peut se référer à la thèse de Joël Imbaud [4].

Maintenant que nous avons mis en évidence quelques notions sur la conception d'oscillateurs électriques, nous allons étudier différents éléments permettant de les caractériser.

### 1.1.2 Caractéristiques des oscillateurs

Les caractéristiques d'un oscillateur sont fonctions essentiellement de l'architecture du circuit d'entretien et de l'élément résonant. Les principales caractéristiques d'un oscillateur sont :

- la fréquence d'oscillation dépend principalement des caractéristiques propres du résonateur,
- les temps d'établissement de l'amplitude et de la fréquence dépendent du réglage du gain de l'amplificateur de l'oscillateur,
- la consommation de puissance exprimée en Watt dépend essentiellement des composants électroniques utilisés pour réaliser le circuit d'amplification mais aussi des pertes du résonateur,
- la dérive en fréquence de l'oscillateur dépend principalement de la qualité du résonateur, autrement dit de son facteur de qualité et de sa sensibilité à l'environnement extérieur,
- le bruit de phase exprimé en « dBc/Hz » est relié à la stabilité en fréquence des oscillateurs à court terme.

Nous allons détailler les deux caractéristiques majeures d'un oscillateur soient sa dérive en fréquence (sa stabilité court et moyen termes) et son bruit de phase.

Considérons que l'oscillateur délivre un signal  $V_s(t)$  parfaitement sinusoïdal avec en permanence la même fréquence  $\nu_0$  et la même amplitude  $V_0$ . On a alors :

$$V_s(t) = V_0(\cos(2\pi\nu_0 t)). \quad (1.14)$$

Ainsi dans le domaine fréquentiel, ce signal est représenté par un seul Dirac à la fréquence  $\nu_0$ . Dans la réalité, le signal délivré par un oscillateur n'est jamais parfaitement sinusoïdal. Des phénomènes aléatoires interviennent pour modifier l'amplitude et la phase d'une oscillation à l'autre. La tension de sortie  $V_s(t)$  d'un oscillateur réel s'écrit alors :

$$V_s(t) = V_0[1 + \alpha(t)][\cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t))]. \quad (1.15)$$

avec  $\alpha(t)$  et  $\varphi(t)$  représentant respectivement les fluctuations d'amplitude et de phase du signal. Dans la plupart des cas, les fluctuations d'amplitude sont négligeables par rapport aux fluctuations de phase. La caractérisation des fluctuations de fréquence du signal peut être réalisée soit dans le domaine temporel soit dans le domaine fréquentiel [4].

### 1.1.2.1 Caractérisation de l'instabilité en fréquence dans le domaine temporel

La caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine temporel fait appel à des méthodes statistiques. Des compteurs de fréquence à haute résolution sont utilisés afin de mesurer les fluctuations relatives de fréquence  $\bar{y}$  moyennées sur des durées  $\tau$ . Si nous considérons deux comptages successifs  $\bar{y}_k$  et  $\bar{y}_{k+1}$  ( $k$  étant le numéro d'échantillon) démarrant respectivement aux temps  $t_k$  et  $t_{k+1}$ , alors la variance d'Allan  $\sigma_y^2(\tau)$  [5] est définie par :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle, \quad (1.16)$$

où les  $\langle \rangle$  représentent une moyenne sur un grand nombre d'échantillons.

Cette variance est préférée au calcul de variance classique qui diverge pour certains types de bruits [4]. Afin d'illustrer ce calcul statistique et de donner un aperçu de l'état de l'art de la stabilité en fréquence de quelques oscillateurs, nous proposons en figure 1.7 une représentation de l'écart-type d'Allan en fonction du temps d'intégration pour différents étalons atomiques.

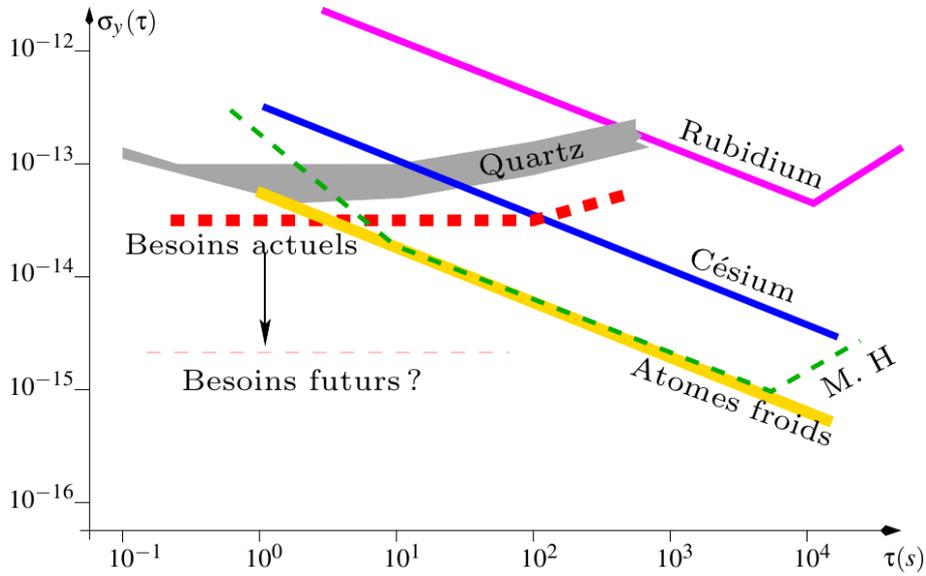


FIGURE 1.7 – Stabilité de fréquence de quelques étalons atomiques

### 1.1.2.2 Caractérisation de l'instabilité en fréquence dans le domaine fréquentiel

Dans le domaine fréquentiel, les densités spectrales de puissance (DSP)  $S_\varphi(f)$  et  $S_\alpha(f)$ , exprimées respectivement en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  (ou  $\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$ ) et  $\text{Hz}^{-1}$ , caractérisent la répartition fréquentielle de  $\varphi(t)$  et  $\alpha(t)$ . Les constructeurs spécifient régulièrement

le bruit de phase d'une source par la quantité  $L(f)$  telle que :

$$L(f) = \frac{1}{2}S_\varphi(f) \quad (1.17)$$

En dB, on a donc  $L(f) = S_\varphi(f) - 3dB$ .

La modulation de phase et d'amplitude du signal par le bruit provoque un étalement de la puissance du signal sur une bande de fréquence autour de la fréquence centrale  $\nu_0$  (voir figure 1.8). La pureté spectrale peut alors être caractérisée pour chaque fréquence  $\nu$  à une distance  $f = \nu - \nu_0$  de la porteuse par la puissance disponible  $P_\nu$  sur la puissance de la porteuse  $P_0$ . En présence du seul bruit de phase, on a alors :

$$S_\varphi(f) = 10 \log \frac{2P_\nu}{P_0} [dB \cdot rad^2 / Hz] \quad (1.18)$$

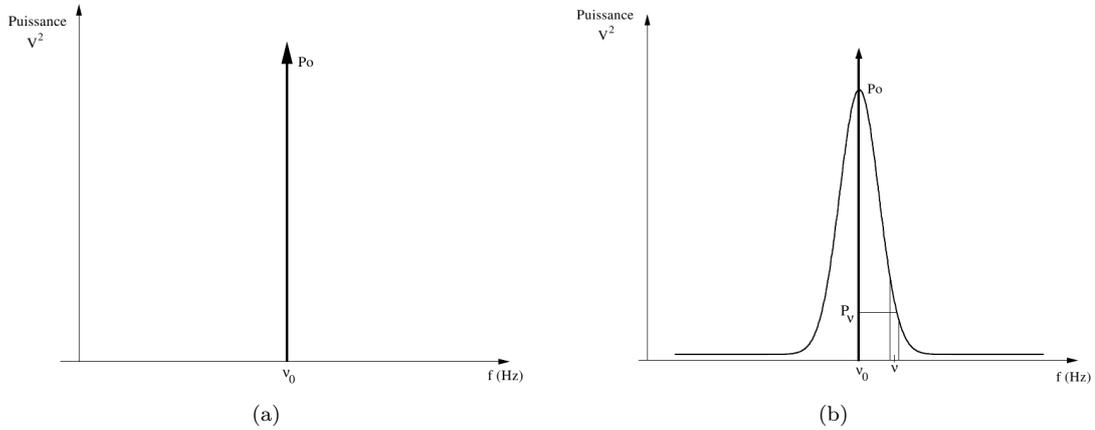


FIGURE 1.8 – (a) Pic de Dirac d'un oscillateur idéal et (b) étalement fréquentiel de la puissance du signal dû au bruit dans un oscillateur réel

On peut aussi faire l'analyse du signal dérivé  $\dot{\varphi}(t)$ . Il caractérise les fluctuations de la fréquence instantanée définie comme la dérivée de la phase totale, soit :

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi} \quad (1.19)$$

Il est commode d'utiliser la quantité sans dimension :

$$y = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi\nu_0} \quad (1.20)$$

$y$  représente les fluctuations relatives de fréquence. Le spectre correspondant est noté  $S_y(f)$ . Les signaux  $\varphi(t)$  et  $y(t)$  correspondent par dérivation. Les spectres sont donc dans un rapport  $j2\pi f$  par transformée de Fourier. Il en résulte que leurs densités spectrales sont liées par :

$$S_y(f) = \left(\frac{f}{\nu_0}\right)^2 S_\varphi(f). \quad (1.21)$$

### 1.1.2.3 Liens entre domaine temporel et domaine fréquentiel

L'équation 1.21 met en évidence qu'il est possible de lier les résultats de l'analyse temporelle avec ceux de l'analyse fréquentielle. Un modèle classiquement utilisé pour décrire le spectre de bruit de phase d'un oscillateur est celui dit de la « loi en puissance ». On a ainsi :

$$S_{\varphi}(f) = \sum_{i=0}^{-4} b_i f^i. \quad (1.22)$$

Le spectre de bruit de phase tracé dans un diagramme log-log (figure 1.9) est alors constitué de plusieurs droites de pentes différentes. A chacune de ces pentes correspond un type de source de bruit. De la même manière, on a :

$$S_y(f) = \sum_{i=-2}^2 h_i f^i. \quad (1.23)$$

La figure 1.9 résume les liens entre  $S_{\varphi}(f)$ ,  $S_y(f)$  et  $\sigma_y^2(\tau)$ .

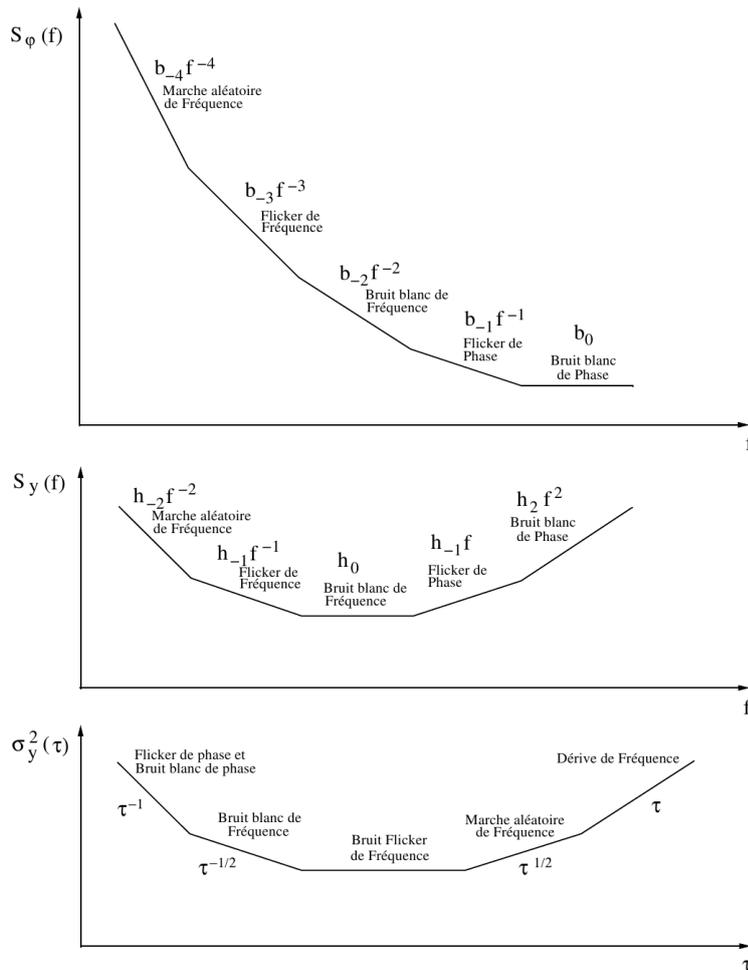


FIGURE 1.9 – Spectre des fluctuations de phase  $S_{\varphi}(f)$ , de fréquence  $S_y(f)$  et variance d'Allan  $\sigma_y^2(\tau)$

Ainsi, dans cette partie, nous avons rappelé quelques propriétés sur les oscillateurs. Nous avons présenté la structure d'un oscillateur et nous avons mis en évidence quelques caractéristiques des oscillateurs. Nous concluons que la fabrication d'une source de fréquence stable passe par le choix et l'adaptation des composants électroniques nécessaires à l'amplification du signal et des caractéristiques du résonateur. En effet, un résonateur à fort facteur de qualité, insensible à l'environnement (à la température essentiellement) est à privilégier. De ce fait, nous allons, dans la partie suivante, nous intéresser aux différents résonateurs à ondes élastiques développés jusqu'à présent afin d'établir un état de l'art du domaine pour positionner par la suite notre nouvel oscillateur.

## 1.2 Oscillateurs stabilisés par résonateurs à ondes élastiques

### 1.2.1 Introduction à la piézoélectricité : application aux résonateurs piézoélectriques

#### 1.2.1.1 Brève introduction et définition de la piézoélectricité

L'effet piézoélectrique a été découvert il y a plus d'un siècle mais intéresse toujours autant la communauté scientifique. En effet, c'est en 1880 que les frères Pierre et Jacques Curie mettent en évidence que, dans certaines classes cristallines non centrosymétriques, l'application de contraintes sur le cristal entraîne l'apparition de charges électriques à sa surface, que nous appelons « effet piézoélectrique direct » [6]. L'existence de l'effet inverse fut prédite l'année suivante par Gabriel Lippman sur la base de calculs thermodynamiques [7] et immédiatement vérifiée par les frères Curie [8]. Cette découverte ouvre la voie à la génération contrôlée d'ondes élastiques, dont les mécanismes de propagation ont été étudiés approximativement à la même époque par les géophysiciens : ondes de surface par Rayleigh [9], ondes de plaques par Lamb [10], ondes d'interface par Stoneley [11]. La piézoélectricité resta une curiosité de laboratoire pendant une trentaine d'années. Elle donna surtout lieu à des travaux théoriques sur les structures cristallines présentant cette propriété. Ces travaux aboutirent en 1910 à la publication par Woldemar Voigt du *Lehrbuch der Kristallphysik* qui donne les vingt classes cristallines piézoélectriques, et définit rigoureusement les constantes piézoélectriques dans le formalisme de l'analyse tensorielle [12]. D'un point de vue pratique, la piézoélectricité ne fut utilisée que pour réaliser quelques instruments de laboratoire.

Le véritable essor des composants piézoélectriques n'a lieu qu'au cours de la première guerre mondiale. Avec le progrès de l'électronique, notamment l'apparition d'amplifi-

cateurs, la nécessité militaire de pouvoir détecter des sous-marins allemands et après le choc engendré par le drame du Titanic, Paul Langevin conçoit avec Constantin Chilowski un système permettant la détection d'obstacles à partir de l'écho qu'ils renvoient. Le premier SONAR (« SOund Navigation And Ranging ») était composé de lames de quartz collées entre deux plaques d'acier et permettait, par la mesure du temps écoulé entre l'émission d'une onde acoustique et la réception de son écho, de calculer la distance à l'objet [13]. Peu de temps après, au début des années 1920, le premier oscillateur à quartz est mis au point par Walter Cady, ouvrant ainsi la voie au contrôle de fréquence [14]. Le succès de ces développements suscita un grand intérêt pour la piézoélectricité, relança les recherches et conduisit à travers les années qui suivirent à la mise au point de nouveaux dispositifs pour une large palette d'applications pratiques concernant l'industrie et la recherche.

#### 1.2.1.2 Application des matériaux piézoélectriques : résonateurs à ondes élastiques

Il existe un nombre important de matériaux piézoélectriques, ils peuvent être classés en deux grandes catégories :

- les naturels : le quartz, la topaze, la tourmaline, la berlinite, le sucre, le sel de Rochelle, etc.
- les synthétiques : les céramiques PZT, l'orthophosphate de gallium ( $\text{GaPO}_4$ ), la langasite ( $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ), la langatate ( $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5014}$ ), l'arséniat de gallium ( $\text{GaAsO}_4$ ), le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ), etc.

Dans la plupart des résonateurs utilisés pour le traitement du signal à base de ces matériaux, une onde est piégée dans des cavités acoustiques rendant celle-ci stationnaire. Une résonance se produit lorsque l'onde acoustique est réfléchiée en phase par les parois de la cavité de manière à interférer constructivement. Ceci ne peut se produire que si la longueur de la cavité est égale à une demi-longueur d'onde, ou un multiple impair de cette longueur. Électriquement, ces composants peuvent être représentés par le schéma équivalent dit de Butterworth-Van Dyke tel que que présenté en figure 1.10, où  $C_0$  représente la capacité statique due aux phénomènes purement électriques présents dans la cavité, et  $R_m$ ,  $L_m$  et  $C_m$  forment un circuit résonnant rendant compte de la résonance mécanique due aux phénomènes acoustiques. A ce titre, ces paramètres dépendent des caractéristiques de l'onde excitée ainsi que de la géométrie du résonateur.

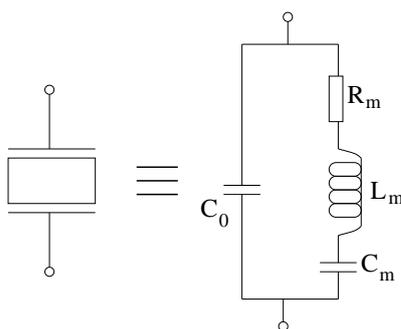


FIGURE 1.10 – Schéma électrique équivalent à un résonateur à ondes élastiques [15]

Des caractéristiques électriques d'un résonateur piézoélectrique, en l'occurrence le module de l'admittance et le tracé de la conductance et de la susceptance à la résonance sont représentées sur la figure 1.11.

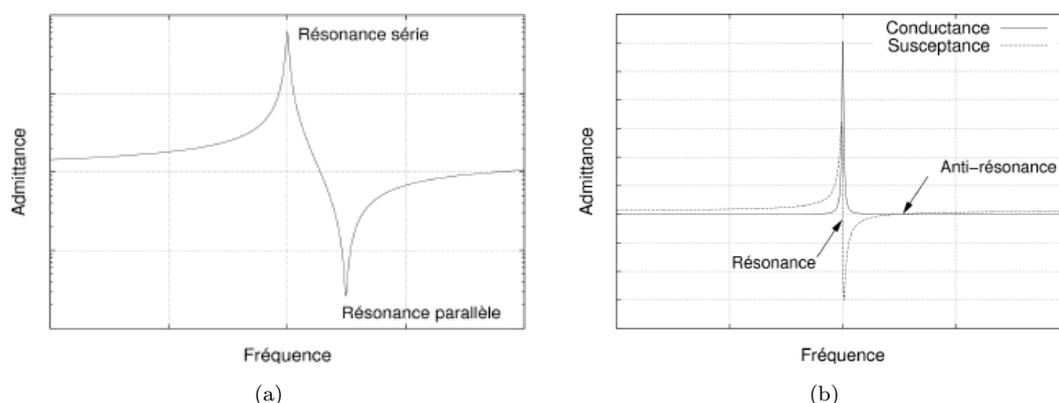


FIGURE 1.11 – (a) Module de l'admittance et (b) conductance et susceptance à la résonance d'un résonateur piézoélectrique

A la résonance, nous pouvons définir deux fréquences distinctes :

- la fréquence de résonance série, correspondant au maximum, en module, de l'admittance,
- la fréquence de résonance parallèle, correspondant au minimum, en module, de l'admittance.

Dans le cas conforme au schéma électrique équivalent, l'écart entre ces deux fréquences est caractéristique du couplage électromécanique du mode de vibration excité. De ce fait, il n'est que modérément sensible à la géométrie du résonateur, en dehors des paramètres qui forcent le choix du mode de vibration, c'est-à-dire principalement des rapports d'aspects, des conditions aux limites et la nature du substrat. Nous reviendrons sur les calculs de ce coefficient de couplage électromécanique dans le chapitre 5 lors de la caractérisation du nouveau résonateur car c'est une notion

en pratique assez mal définie bien qu' utilisée systématiquement, qu'il faut redéfinir pour chaque type de résonateur. On a déjà présenté le coefficient de qualité (cf. 1.1.1.2) comme étant le rapport de la fréquence de résonance sur la largeur à mi-hauteur du pic visible sur la conductance du résonateur. Ceci permet de déterminer dans quelle mesure l'énergie est piégée dans la cavité.

Ainsi, grâce aux propriétés piézoélectriques de certains matériaux, il est possible d'y générer des ondes élastiques par application d'un champ électrique sur leurs faces une fois métallisées de façon circonstanciée. Nous allons maintenant traiter quelques topologies d'oscillateurs associés à leur élément résonant qui, suivant leur principe de fonctionnement, exciteront des ondes élastiques de différentes natures. Nous débuterons par l'étude d'oscillateurs stabilisés par des résonateurs à ondes de volume avec notamment la description des résonateurs à quartz qui s'avèrent les plus communs pour ensuite se familiariser avec les résonateurs à ondes élastiques de surface.

### 1.2.2 Résonateurs à ondes de volume

Les résonateurs à ondes de volume sont fondés sur l'excitation et le piégeage d'une onde de volume au sein d'un matériau piézoélectrique. Les ondes de volume sont des vibrations capables de se propager à l'intérieur d'un volume, par opposition aux ondes de surface, qui se propagent le long d'une interface. L'excitation de telles ondes dans les matériaux piézoélectriques vont dépendre de la mise en forme du cristal. En fonctionnement, le cristal, par sa nature piézoélectrique, est le siège de déformations caractérisées par ses propriétés élastiques. Cette déformation engendre des ondes réfléchies aux extrémités du matériau. Entretienue par un champ électrique, il y a apparition d'une onde stationnaire (phénomène de résonance) à condition que les ondes réfléchies aux interfaces soient superposées aux ondes incidentes et l'épaisseur du matériau ( $e$ ) soit égale à un nombre entier de demi-longueur d'onde. En posant  $e = \lambda/2$  et sachant que la longueur d'onde  $\lambda$  est égale à  $c/\nu$  avec  $c$  la célérité de l'onde et  $\nu$  la fréquence de l'onde, nous obtenons :

$$\nu = \frac{c}{2e}. \quad (1.24)$$

Ainsi, plus l'épaisseur du cristal est faible, plus la fréquence de résonance sera élevée. Afin de fabriquer des oscillateurs stabilisés par des résonateurs à ondes de volume sur une gamme de fréquence allant de quelques kilohertz à quelques gigahertz, différentes topologies de résonateurs existent et notamment les résonateurs à quartz et les résonateurs à films piézoélectriques minces que nous allons étudier.

### 1.2.2.1 Résonateur à quartz

#### Principe et fabrication

Comme son nom l'indique, un résonateur à quartz est fondé sur l'utilisation du quartz, cristal piézoélectrique, pour permettre l'excitation d'ondes élastiques. Le quartz n'est pas le seul minéral à posséder des propriétés piézoélectriques, et pourtant il est le seul minéral à être utilisé autant dans le monde de l'horlogerie car il possède des propriétés mécaniques très stables au cours du temps. Les résonateurs à quartz sont constitués d'une lame de matériau piézoélectrique prise entre deux électrodes comme le présente la figure 1.12.

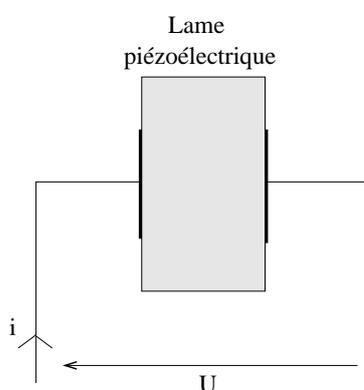


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un résonateur à quartz

Sous l'action d'une tension alternative  $U$ , la lame vibre à la même fréquence. Comme tout système mécanique, la lame possède des fréquences de vibrations propres. Au voisinage de la fréquence de résonance propre de la lame, l'impédance du dipôle subit des variations importantes, en module et en phase. Ces résonateurs sont ainsi sensibles aux vibrations, une bonne suspension du cristal dans le boîtier est donc indispensable.

La fabrication de résonateurs de hautes qualités passe d'abord par le choix du matériau. En effet, un quartz sans défauts est préféré. Pour ce faire, l'utilisation de quartz synthétique est une solution bon marché. En effet, le quartz synthétique offre l'avantage d'être pur et exempt de défauts mécaniques (du type dislocation), souvent présents dans les cristaux naturels. Néanmoins, il est indispensable de posséder du cristal de quartz naturel pour pouvoir en faire la synthèse. La fabrication de quartz synthétique reproduit les conditions naturelles ayant permis la croissance des cristaux de roche. Les éléments suivants doivent être combinés pour que la cristallisation s'opère : de l'eau additionnée d'éléments basiques ou acides pour dissoudre les éléments minéraux qui l'entourent, de fortes températures (de l'ordre de  $350^{\circ}\text{C}$ ) et de fortes pressions (allant jusqu'à  $1500\text{ kg/cm}^2$ ). La vitesse de croissance est de

quelques dixièmes de millimètre par jour et par face. Le cristal croît parallèlement à l'axe cristallographique  $Z$ . Une fois le cristal conçu, il est tranché à l'aide d'une scie selon des angles de coupe définis par l'utilisateur suivant l'application destinée. En effet, le quartz étant un matériau anisotrope, ses propriétés mécaniques et électriques vont varier suivant l'orientation considérée dans le cristal. Les différentes coupes de ce cristal se divisent en deux grandes catégories : les coupes à double rotation et à simple rotation (cf. annexe A). Par exemple, les coupes AT, BT (à simple rotation) et IT (à double rotation) sont des coupes compensées en température, c'est à dire dans ces orientations, le matériau est moins sensible à la température, sa géométrie est plus stable. D'autres coupes existent également avec des particularités différentes. Les épaisseurs de ces plaquettes ainsi découpées sont standardisées classiquement à une épaisseur de 350  $\mu\text{m}$  ou 500  $\mu\text{m}$ . Ensuite, un contrôle de l'angle de coupe de ses tranches est réalisé et un premier tri s'effectue. Comme nous l'avons vu précédemment, la fréquence de résonance du résonateur à quartz est définie par l'épaisseur de la plaquette. Ainsi, l'étape suivante correspond à la définition de l'épaisseur du substrat par un amincissement mécanique par rodage et polissage. Après cette étape cruciale, des électrodes métalliques sont déposées de part et d'autre de la plaquette afin de pouvoir exciter le matériau. Le dispositif est ensuite encapsulé dans un boîtier afin de l'isoler du monde extérieur puis relié à l'électronique d'amplification. Lors de leur mise en boîtier, les cristaux de quartz doivent être maintenus mécaniquement sans que cela perturbe les vibrations comme le présente la figure 1.13. Enfin la fréquence de l'oscillateur est réglée finement de façon électrique (avec l'ajout d'une capacité variable). Sa stabilité en fréquence, sa consommation et sa dérive thermique sont alors mesurées. Nous allons étudier ces caractérisations dans le paragraphe suivant.

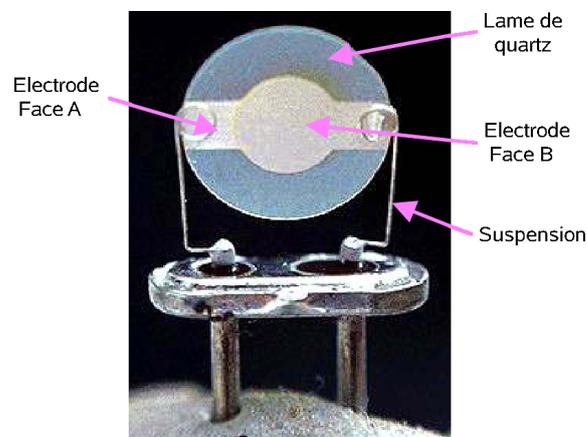


FIGURE 1.13 – Image d'un résonateur à quartz avant encapsulation

### État de l'art

Afin d'établir l'état de l'art des principaux types d'oscillateurs à résonateur à quartz, nous allons nous appuyer sur les données constructeurs de la société Nihon Dempa Kogyo [16]. Nous résumons dans le tableau 1.1 quelques caractéristiques des principaux types d'oscillateurs à base de quartz vendus par cette société. Nous rappelons rapidement les fonctions de ses diverses versions d'oscillateurs. Les oscillateurs à quartz « simple » dits en anglais XO (X-crystal Oscillator) car ils ne possèdent pas de système de contrôle en température de la fréquence d'oscillation, les oscillateurs contrôlés en tension dits VCXO (Voltage Controlled X-crystal Oscillator) permettant de faire varier la fréquence d'oscillation via une capacité variable en jouant sur la tension d'entrée de cette dernière, les oscillateurs compensés en température dits TCXO (Temperature Compensated X-crystal Oscillator) utilisant une compensation « analogique » avec une capacité variable placée en série ou en parallèle avec le résonateur associé à un capteur de température et les oscillateurs thermostatés dits OCXO (Oven Controlled X-crystal Oscillator) dont l'objectif est de maintenir l'oscillateur à une température fixe.

Structure	XO	VCXO	TCXO	OCXO
Fréquence (MHz)	1,5 – 80	2 – 185	10 – 150	10 – 40
Dérive thermique (ppm)	$\pm 50 - \pm 100$ (-40 à +85°C)	$\pm 50$ (-40 à +85°C)	$\pm 0,5 - \pm 2,5$ (-30 à +75°C)	$\pm 0,01 - \pm 0,3$ (10 à +75°C)
Consommation (mW)	10 – 30	33 – 330	4 – 480	1000 – 1400
Prix (€) [17]	3 (CMS)	30 (CMS)	3 (CMS)	120 (traversant)

TABLE 1.1 – Synthèse de quelques caractéristiques des principaux types d'oscillateurs à base de quartz [16]

Ces oscillateurs fonctionnent à des fréquences d'oscillation inférieures à 200 MHz. Nous remarquons que les oscillateurs sans compensation en température possèdent une dérive thermique relativement élevée de ( $\pm 50$  ppm) comparée à celles des TCXO ou OCXO pouvant descendre jusqu'à  $\pm 0,01$  ppm. Néanmoins, cette stabilité en fréquence en fonction de la température se paye par une augmentation de la consommation du dispositif.

Concernant la taille de ces oscillateurs, nous allons prendre pour exemple les tailles minimale et maximale des oscillateurs à quartz de la société Epson Toyocom [18]. Nous trouvons des oscillateurs de taille (2x1,6x0,73 mm) pour le plus petit et

(14x9,8x4,7 mm) pour le plus volumineux. La taille du boîtier dépend essentiellement de la version d'oscillateur fabriquée. En effet, un XO demande une électronique plus simple qu'un oscillateur compensé en température.

Dans ce paragraphe, nous avons présenté les oscillateurs à quartz avec leur technologie de fabrication mature, industrialisable (à bas coût) et fonctionnant à des fréquences en-dessous de la centaine de mégahertz car la fréquence d'oscillation est limitée par l'épaisseur du matériau résonant. Ce composant n'est pas intégrable sur silicium facilement, obligeant une encapsulation pour l'introduire dans des systèmes micro-électroniques à base de ce matériau. Afin de concurrencer ces oscillateurs à quartz, il faut une technologie permettant la fabrication d'oscillateur intégrable sur silicium encore moins coûteuse avec des caractéristiques électriques équivalentes et une fréquence d'oscillation dépassant la centaine de mégahertz. Vient ainsi une nouvelle technologie utilisant, comme pour les résonateurs à quartz, les ondes de volume générées dans un matériau piézoélectrique d'épaisseur inférieure au micron.

### 1.2.2.2 Résonateurs à films minces

#### Définition et fabrication

Comme nous l'avons vu dans l'étude des résonateurs à quartz, la fréquence d'oscillation est limitée par l'épaisseur du substrat piézoélectrique. L'objectif de cette nouvelle étude est de réussir à trouver un concept permettant l'excitation d'une plaque piézoélectrique d'épaisseur définie, de l'ordre du micron voire inférieure, afin de générer des ondes élastiques de volume à hautes fréquences.

En 1980, Lakin [19], mais aussi Grudkowski [20], eurent l'idée de profiter de développements technologiques dont bénéficiait la micro-électronique pour les appliquer à l'électro-acoustique. Beaucoup d'études ont en effet été menées dans le domaine des dépôts de couches minces et dans les techniques d'usinage et de dopage du silicium. L'électronique évoluant, les composants de traitement du signal (filtres, lignes à retard) et les résonateurs pour sources de fréquence se devaient également d'évoluer. Les auteurs susmentionnés proposent de déposer une couche mince piézoélectrique sur un substrat de silicium qui sera ensuite usiné [21]. Déjà à l'époque, cette solution semble prometteuse en terme d'intégration de tels dispositifs sur les circuits électroniques dédiés, malgré les nombreuses difficultés techniques à surmonter.

Différentes configurations sont rapidement étudiées et trois structures résonantes, présentant chacune leurs avantages et leurs inconvénients, voient le jour. Nous pourrions ainsi distinguer les résonateurs à films minces (en anglais FBAR, « Thin Film Bulk Acoustic Resonators », appelés encore TFR pour « Thin Film Resonator »),

les résonateurs sur miroirs de Bragg (en anglais SMR, Solidly Mounted Resonators) et les résonateurs composites à modes harmoniques élevés (en anglais HBAR, High-overtone Bulk Acoustic Resonator). Nous présentons les schémas de principe de chacun d'entre eux sur les figures 1.14, 1.15 et 1.16.

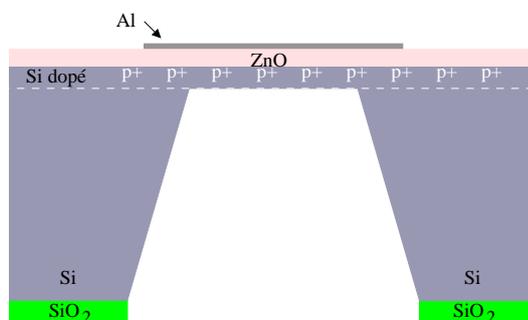


FIGURE 1.14 – Schéma de principe de l'un des premiers FBAR [21]

Les résonateurs FBAR ont pour objectif de poursuivre les études menées sur les résonateurs à quartz, notamment l'excitation de couches piézoélectriques très fines en-dessous du micron afin de fabriquer des résonateurs hautes fréquences. Deux principaux concepts ont été élaborés. Le premier est composé d'un substrat massif gravé ponctuellement sur toute son épaisseur et sur lequel une couche piézoélectrique déposée forme une membrane auto-suspendue. Un second, présenté en figure 1.14 développé par Lakin *et al.* en 1987 [21] repose sur une couche piézoélectrique déposée sur un substrat massif (tel que du silicium) dopé en surface dont la zone de dopage sert de couche d'arrêt à la gravure ponctuelle du silicium. Cette solution permet de rigidifier la structure en la faisant reposer sur une membrane servant également d'électrode inférieure. Bien que de nature composite et asymétrique selon l'épaisseur, les conditions aux limites électriques ne permettent que de générer des modes harmoniques impairs.

Les résonateurs SMR ont été développés par Lakin *et al.* en 1995 et correspondent à un autre type de résonateur à film mince (figure 1.15).

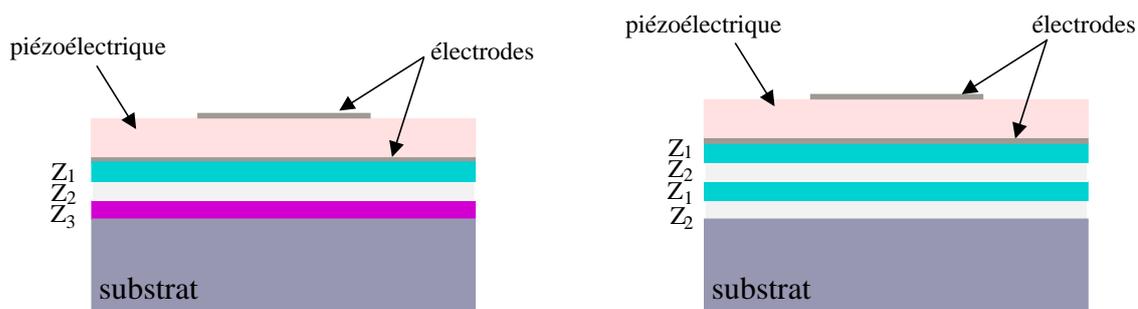


FIGURE 1.15 – Schéma de principe de deux concepts de SMR

La membrane des FBAR est remplacée par une alternance de couches quart d'ondes de faibles et hautes impédances acoustiques [22]. Ces couches agissent alors comme un miroir de Bragg, l'onde étant en partie réfléchi à chaque interface du fait du fort contraste d'impédance (comme proposé par Newell [23]). Le nombre de couches quart d'ondes nécessaire à une réflexion quasi-totale de l'onde dépend de leur différentiel d'impédance acoustique. Ainsi la structure est nettement plus rigide et permet d'éliminer les modes de plaque présents dans les membranes piézoélectriques des FBAR. De plus, les couches quart d'ondes autorisent également le couplage longitudinal entre résonateurs. Différents résonateurs peuvent ainsi être superposés et couplés afin de constituer un filtre CRF (Coupled Resonator Filter) [24].

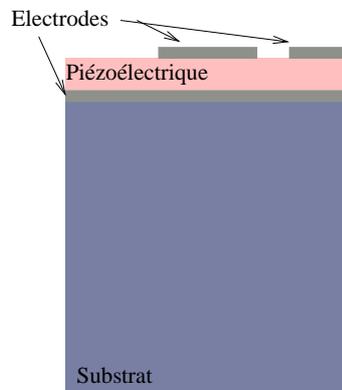


FIGURE 1.16 – Schéma de principe d'un résonateur HBAR

Les résonateurs HBAR (figure 1.16) sont des structures composites constituées d'une couche mince piézoélectrique et d'électrodes déposées sur un substrat massif, développées depuis les années 80 [25]. La couche mince est employée davantage comme transducteur et le substrat support comme milieu de propagation et cavité résonante. Ainsi, l'épaisseur prise en compte pour le calcul de la fréquence du mode fondamental est celle du substrat support ajoutée à celle de la couche piézoélectrique. Cette épaisseur étant de plusieurs centaines de microns, la fréquence du mode fondamental sera relativement faible. Ainsi, les harmoniques sont utilisés car ils sont d'ordre élevé d'autant plus que contrairement aux FBAR et aux SMR les conditions aux limites électriques des HBAR permettent aux harmoniques pairs aussi bien qu'impairs d'être exploités.

### État de l'art

Nous allons définir quelques caractéristiques des résonateurs FBAR, SMR et HBAR. Toutes ces structures de résonateurs présentées précédemment utilisent une couche piézoélectrique déposée. Nous proposerons également quelques résultats de résona-

teurs FBAR et HBAR dont la couche piézoélectrique monocristalline est réalisée par des techniques d'amincissement mécanique.

Tout d'abord, concernant les résonateurs FBAR, une étude a été réalisée dans les années 80 par Lakin *et al.* sur les conséquences de l'orientation et de la nature de la couche piézoélectrique déposée sur les caractéristiques d'un résonateur FBAR [26]. En effet, que ce soit pour du nitrure d'aluminium (AlN) ou de l'oxyde de zinc (ZnO), les auteurs ont déposé des couches orientées selon l'axe Z, avec l'axe optique normal à la surface de dépôt, permettant d'exciter des modes longitudinaux et des couches inclinées afin de générer des ondes de volume transverses (en anglais shear). Ensuite, Lakin *et al.* ont étudié l'influence de la nature du matériau piézoélectrique déposé sur les caractéristiques du résonateur [26] dont les résultats sont proposés dans le tableau 1.2 avec Q correspondant au facteur de qualité et CTF pour « Coefficient de Température de la Fréquence ». Les expériences ont été menées sur les deux topologies de résonateurs FBAR décrites plus haut, soit une membrane auto-suspendue (le matériau massif a été gravé sur toute son épaisseur) et une membrane constituée d'un film piézoélectrique et de l'électrode composée d'une couche de silicium dopé.

Matériaux du résonateur	Mode excité	Fréquence de résonance (MHz)	Q	Couplage (%)	CTF (ppm/°C)
ZnO/Si	longitudinal	500	>9000	5,5	-31
ZnO/Si	transverse	290	>4600	3	-20
ZnO	longitudinal	600	>1000	24	-62
ZnO	transverse	400	>1500	17	-36
AlN/Si	longitudinal	330	>7500	2,5	-1
AlN	longitudinal	790	>1200	10,5	-20

TABLE 1.2 – Résultats obtenus par Lakin *et al.* sur différentes topologies de FBAR [26]

Il s'est avéré que l'AlN permettait d'exciter des modes à plus hautes fréquences que le ZnO. En effet, la vitesse de phase du mode longitudinal est de 11600 m/s pour l'AlN contre 6300 m.s<sup>-1</sup> pour le ZnO. De plus, le nitrure d'aluminium permet d'atténuer la dérive thermique à condition que le matériau soit de façon appropriée déposé [27] (bien que l'expérience n'est depuis pu être reproduite). La résonance obtenue par des résonateurs à membranes auto-suspendues est de moins bonne qualité que celle générée par des résonateurs à membranes composites avec des facteurs de qualité pouvant atteindre les 9000 à 500 MHz. Néanmoins, dans ces structures à membranes composites, le coefficient de couplage électromécanique est nettement diminué mais reste suffisant (au-delà du pourcent) pour la synthèse de filtres pour les téléphones cellulaires par exemple. Une autre solution technologique pour la fa-

brication des FBAR consiste à reporter un substrat piézoélectrique monolithique sur un autre substrat avant de l'affiner mécaniquement [28]. L'objectif est de conserver les propriétés intrinsèques au matériau afin d'obtenir entre autre, des meilleurs coefficients de couplage électromécanique (jusqu'à 20% pour le mode fondamental avec une couche piézoélectrique en niobate de lithium) [29]. Les premiers oscillateurs utilisant la technologie des ondes de volume ont été développés dans les années 2000 pour des applications hautes fréquences et faibles consommations telles que les réseaux maillés de capteurs pour lesquels une miniaturisation est recherchée. En 2002, Otis publie pour cette application un oscillateur à base de résonateur FBAR qui fonctionne vers 2 GHz et consomme 300  $\mu$ W sous 1 V [30]. Cette approche est également utilisée pour concevoir des oscillateurs commandés en tension. Dans cette application, la capacité d'ajustement de la fréquence est optimisée. Dans ce contexte, Östmann propose d'intégrer le résonateur FBAR directement sur le substrat de silicium (matériau du circuit intégré) et atteint une capacité d'ajustement en fréquence de 37 MHz autour de 2,1 GHz [31].

Les résonateurs SMR trouvent de nombreuses applications hautes fréquences : en commençant par la fabrication de résonateurs SMR aux alentours de 2 GHz [32], aux filtres à 8 GHz [33]. Des résonateurs SMR avec une couche piézoélectrique en Aln ont permis d'atteindre une fréquence de résonance de 7,4 GHz avec des facteurs de qualité de 400 à 600 et des coefficients de couplage électromécanique de 4 à 5,5% ont été également élaborés [34]. Pour la fabrication d'oscillateurs stables en fréquence, Vanhelimont a conçu un résonateur à ondes de volume sur miroir de Bragg à 1,9 GHz compensé en température [35]. L'utilisation d'un miroir de Bragg composé de silice contribue de façon non négligeable à la réduction de la dérive en température.

Enfin, les résonateurs HBAR comme les résonateurs SMR ont permis la montée en fréquence tout en gardant un dispositif robuste. Dès le début des années 1980, Moore *et al.* propose un résonateur HBAR composé d'un substrat de saphir sur lequel a été déposée une couche piézoélectrique de ZnO avec un facteur de qualité de 7000 à plus de 7,6 GHz [25]. Depuis, un réel intérêt a été porté aux HBAR pour la conception d'oscillateur UHF (Ultra Haute Fréquence) et micro-ondes à faible bruit [36, 37, 38]. Le résonateur HBAR fournit ainsi une solution intéressante pour la conception de sources haute fréquence. De plus, la montée en fréquence est plus évidente qu'avec les solutions précédemment décrites et permet d'atteindre de hauts facteurs de qualité à haute fréquence.

Ainsi, les résonateurs à ondes de volume à films minces sont fondés sur le même principe que le résonateur à quartz mais présentent l'avantage de fonctionner dans une gamme de fréquence allant de 1,5 GHz à 8 GHz. Plusieurs concepts de résonateurs à ondes de volume ont été présentés avec chacun leurs avantages, tant lors de la fabrication que de la caractérisation. Il reste encore une approche fondée sur les ondes élastiques de surface très employée pour la fabrication de résonateurs hautes fréquences, nommée en anglais SAW pour « Surface Acoustic Wave ». Nous allons aborder cette technique à travers les oscillateurs à résonateurs à ondes de surface dans le paragraphe suivant.

### 1.2.3 Résonateurs à ondes de surface

#### 1.2.3.1 Définition et fabrication

L'histoire des dispositifs à ondes de surface prend forme en 1965 avec l'invention du peigne inter-digité sur quartz par White et Voltmer [39]. En effet, ils montrent la possibilité de générer directement des ondes de surface sur matériau piézoélectrique en excitant électriquement un transducteur en forme de peignes inter-digités déposés à la surface du substrat comme présenté sur la figure 1.17.

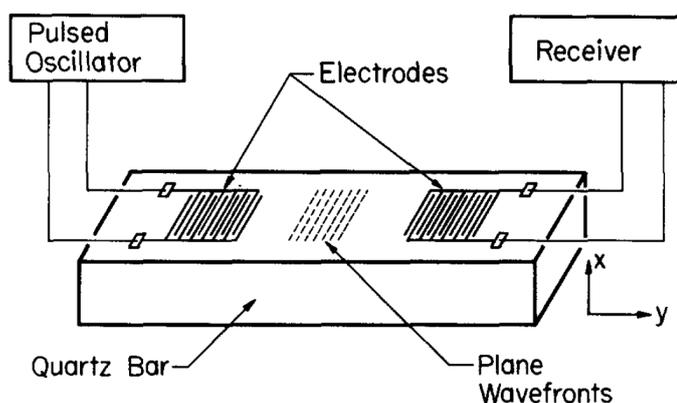


FIGURE 1.17 – Principe d'une ligne à retard à ondes élastiques de surface selon White et Voltmer [39]

Si leur premier dispositif était à base de quartz, d'autres substrats ont été exploités depuis : niobate de lithium, tantalate de lithium, langasite entre autres ou même des substrats multicouches comme de l'oxyde de zinc sur silicium ou du nitrure d'aluminium sur diamant ou saphir par exemple. Le choix du substrat est dicté par les applications visées, généralement le besoin d'un fort facteur de qualité, d'un

fort couplage piézoélectrique ou d'un comportement en température donné. Nous trouvons sur le marché deux principaux dispositifs utilisant les ondes de surface : les filtres, résonateurs et capteurs SAW.

Un résonateur SAW peut présenter un ou deux ports. Un résonateur SAW à simple port est composé d'un seul transducteur à peignes inter-digités (en anglais « Interdigital Transducer » dit IDT) avec des réflecteurs de part et d'autre de celui-ci comme présenté en figure 1.18(a). Après avoir été généré par l'IDT, l'onde de surface est confinée entre les deux réflecteurs afin de former une onde de surface stationnaire engendrant une résonance à fort facteur de qualité. Un résonateur SAW à double port présenté en figure 1.18(b) est constitué d'une paire d'IDTs bornée par une paire de réflecteurs permettant l'obtention d'une résonance à fort facteur de qualité comme pour un résonateur avec un port. Comme un résonateur à deux ports est un filtre passe bande pouvant présenter une bande étroite et de faibles pertes d'insertion, il convient bien à la fabrication d'oscillateur.

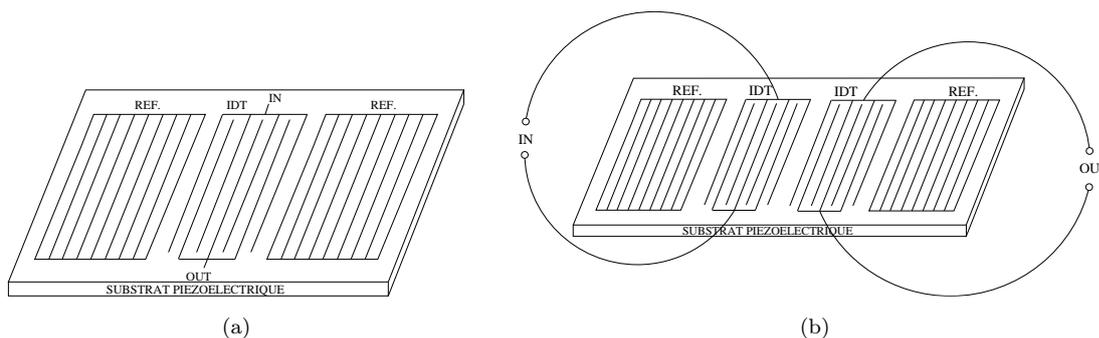


FIGURE 1.18 – Schémas de principe de résonateurs SAW, (a) simple port et (b) double port

La fréquence d'oscillation ( $\nu$ ) des résonateurs SAW est fixée au premier ordre par la longueur d'onde ( $\lambda$ ) de l'IDT (dépendant de l'écartement entre les différents peignes du transducteur) et la vitesse de phase ( $c$ ) de l'onde élastique excitée, dépendant de la nature du matériau par la relation suivante :

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (1.25)$$

Les peignes sont construits suivant les techniques classiques de la microélectronique. Il existe deux façons de réaliser les peignes. La première consiste à déposer sous vide une couche homogène et uniforme de métal (généralement de l'aluminium) sur le cristal piézoélectrique, que l'on recouvre d'une résine photosensible. Cette dernière est ensuite insolée avec une lumière ultraviolette au travers d'un masque transparent qui reproduit en sombre la photographie des électrodes. Les parties insolées sont alors

dissoutes dans un bain révélateur (base) et le métal ainsi mis à nu est éliminé par une attaque chimique ou ionique. Il s'agit alors de la méthode par gravure directe. La seconde technique, également très souvent employée, consiste à réaliser d'abord un masque en résine sur le substrat piézoélectrique destiné à masquer les zones qui ne devront pas être métallisées. Le substrat est ensuite métallisé sur toute sa surface et les zones recouvertes par la résine sont dissoutes dans un solvant. Il ne reste alors que les parties métalliques déposées directement que le substrat, cette méthode porte le nom de « lift-off ». Ces deux techniques d'utilisation, très souples, permettent de réaliser des peignes dont la distance et la largeur des doigts sont variables et fidèlement reproduite.

### 1.2.3.2 État de l'art

Comme nous l'avons vu précédemment, la fréquence de résonance des résonateurs SAW dépend entre autre de la périodicité du transducteur. Pour monter en fréquence, il faut diminuer cet écartement. Cependant, la fabrication de ces dispositifs pour des fréquences supérieures à 3 GHz, en considérant une vitesse de phase de l'ordre de 3000 à 5000 m.s<sup>-1</sup>, présente d'importantes difficultés technologiques, étant donnée la très grande sensibilité aux défauts du transducteur à peignes inter-digités tels que les courts-circuits. Pour obtenir des dispositifs dont la fréquence de travail serait supérieure à 3 GHz, il faudrait être capable de fabriquer des peignes dont la période serait inférieure au micron. Cependant, en photolithographie classique, il est difficile de réaliser de tels dispositifs à moins de disposer d'équipements appropriés mais très coûteux.

Nous trouvons plusieurs leaders sur le marché des dispositifs SAW, notamment EPCOS, Fujitsu, Triquint et Murata. Ces fournisseurs fabriquent entre autres des résonateurs aux alentours de 433 MHz correspondant à la bande de fréquences ISM (industriel, scientifique et médical) utilisée essentiellement pour des liaisons domestiques à faible performances ou débit, en particulier les télécommandes de voiture ou de portails, les thermomètres d'extérieurs, les modems radio, les portiers vidéo sans fil, les alarmes sans fil, les baby phone, des jouets, etc. Par exemple, EPCOS propose des résonateurs SAW dans une gamme de fréquences allant de 315 MHz à 1,2 GHz. En 2009, cette société a mis en œuvre des nouveaux résonateurs SAW avec une réduction de la tolérance sur la fréquence centrale de plus de 50%, soit  $\pm 25$  kHz à 433,92 MHz. Ces composants utilisent un substrat en quartz monté hermétiquement dans un boîtier céramique de format 3 x 3 mm<sup>2</sup>. La température d'utilisation pour laquelle les caractéristiques sont garanties se situe entre -45°C et +125°C. Les premiers résonateurs de ces séries appelés R990 (433,92 MHz) et R991 (315 MHz)

sont conçus pour des émetteurs sans fil de précision, pour des systèmes de gestion de la pression des pneus (TPMS) ainsi que pour toutes autres applications dans les bandes de fréquence ISM. La sensibilité des récepteurs s'en trouve augmentée et les interférences réduites [40]. Ces résonateurs SAW sont vendus à un prix unitaire de deux euros.

Nous reviendrons dans le chapitre 2 sur cette technologie pour établir une comparaison entre les dispositifs SAW et notre nouveau concept. Ainsi, les résonateurs SAW sont classiquement disponibles sur le marché pour des applications RF (50 MHz - 2,5 GHz) et principalement utilisés dans le domaine des télécommunications sans fils.

### 1.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le contexte et les enjeux de cette thèse. Nous avons établi, dans un premier temps, quelques notions sur les oscillateurs électriques et noté diverses applications de ceux-ci, en soulignant l'application téléphonie mobile où cinq oscillateurs stabilisés par résonateurs à quartz sont nécessaires pour l'I-phone par exemple. En outre, nous avons défini certaines caractéristiques des oscillateurs et plus particulièrement leur stabilité en fréquence ainsi que leur bruit de phase au voisinage de la fréquence d'oscillation.

Dans un second temps, nous avons étudié différentes technologies fondées sur la propagation d'ondes élastiques pour la conception de résonateurs. Nous avons remarqué que l'oscillateur à quartz, profitant de la confiance des concepteurs compte tenu de sa maturité et ses qualités remarquables, est à l'heure actuelle le composant de référence dans les applications d'oscillateurs RF. La stabilité thermique d'un résonateur à quartz est assurée lors de sa conception soit par le choix de la coupe cristallographique du matériau directement, soit par une compensation électronique bien maîtrisée assurant un coût de conception réduit. Néanmoins, ce composant est limité en fréquence (en-dessous de 300 MHz) et reste difficilement intégrable sur silicium. Les résonateurs à ondes élastiques de surface (SAW) permettent de monter en fréquence au-delà de 2 GHz mais nécessite également une hybridation des systèmes, même si certaines études montrent la possibilité de les marier au silicium. Les dispositifs SAW sont très utilisés notamment dans les télécommunications sans fil pour la conception de filtres et de résonateurs à fréquences intermédiaires et RF. En effet, les composants à ondes élastiques de surface dominent le marché du filtrage RF. Ils ont longtemps été présentés comme concurrent des dispositifs à ondes de volume (BAW) mais apparaissent de nos jours comme complémentaire. Cette ten-

dance est vérifiée par les fabricants de dispositifs SAW qui aujourd'hui développent et commercialisent des fonctions filtrages à base de SAW et BAW.

Nous avons enfin présenté trois concepts différents de résonateurs à ondes de volume haute fréquence sur films minces. Le résonateur HBAR, suivi du résonateur SMR, sont les plus simples à fabriquer. Néanmoins, le résonateur FBAR possède des caractéristiques plus avantageuses que les précédents, principalement un coefficient de couplage électromécanique de 7 (AlN) à 20% (LiNbO<sub>3</sub>) comparés au 5% maximum des résonateurs HBAR. Les dispositifs BAW permettent ainsi de monter encore en fréquence et de dépasser les 5 GHz et sont intégrables sur silicium.

Maintenant que nous avons réuni les éléments pour comprendre et définir un nouveau concept d'oscillateur, nous allons dans le chapitre suivant nous centrer sur le concept de résonateur à ondes élastiques générées par un transducteur à domaines ferroélectriques alternés que nous utiliserons par la suite.



## Chapitre 2

# Nouveau concept de résonateur à ondes élastiques

Ce chapitre se compose en deux parties. La première décrit l'essentiel des propriétés des matériaux ferroélectriques avec une attention particulière portée sur l'inversion de domaines ferroélectriques. Nous présenterons les mécanismes de formation des domaines qui nous serviront de base pour réaliser et interpréter une inversion de domaines ferroélectriques. Nous étudierons différentes techniques d'inversion et plus particulièrement l'inversion par champ électrique. Après avoir expliqué la cinétique de l'inversion par champ électrique, nous paramètrerons l'impulsion électrique afin de concevoir des Transducteurs Polarisés Périodiquement (TPP) sur niobate et tantalate de lithium, élément clef du nouveau résonateur acoustique.

La seconde partie utilise les connaissances exposées dans la première partie, pour concevoir et décrire la conception du nouveau résonateur. Nous proposerons également un état de l'art précis autour de ce nouveau concept afin de bien définir la technologie et les principes mis en œuvre. Nous poursuivrons par une comparaison entre les principes d'excitation des résonateurs à ondes de surface (ROS) à base de transducteurs à peignes inter-digités et du nouveau résonateur utilisant un principe de transduction à domaines ferroélectriques alternés périodiquement. Enfin, nous établirons une étude des retombées scientifiques et du marché industriel autour de ce dispositif innovant.

## 2.1 La ferroélectricité

### 2.1.1 Introduction à la ferroélectricité

#### 2.1.1.1 Bref historique

Le premier composé ferroélectrique  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  connu sous le nom de sel de Rochelle ou sel de Seignette a été fabriqué dans une pharmacie en 1655 par le docteur Seignette pour ses pouvoirs purgatifs. Ce n'est qu'en 1920 que Valasek met en évidence les propriétés ferroélectriques de ce corps. En 1935, la ferroélectricité retrouve un second souffle avec la découverte de toute la famille à base de dihydrogènes de phosphates et d'arsenates et en particulier le dihydrogène-phosphate de potassium,  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP). Par ailleurs, la structure de ces corps étant plus simple que celle du sel de Rochelle, les tout premiers modèles microscopiques de ces corps ont pu être développés. C'est ainsi que le modèle de Slater, fondé sur la présence de liaisons hydrogène (origine de la ferroélectricité) est proposé dès 1941. Ce modèle est très rapidement abandonné après la découverte du titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ) par Wul et Goldman qui montrent ainsi, que la liaison hydrogène n'est pas une condition nécessaire à l'apparition de la ferroélectricité [41]. La découverte de l'oxyde ferroélectrique  $\text{BaTiO}_3$  est particulièrement importante car c'est le premier composé de la famille très nombreuse des pérovskites ferroélectriques. Ces matériaux ont permis le développement de la théorie de la ferroélectricité.

#### 2.1.1.2 Définition

Un matériau est dit ferroélectrique lorsqu'il possède, dans une certaine gamme de température et en l'absence de champ électrique appliqué, une polarisation spontanée stable selon une ou plusieurs directions et dont l'orientation peut être inversée [42]. Une définition plus générale existe, englobant les ferroélectriques, les ferromagnétiques et les ferroélastiques, où respectivement la polarisation, l'aimantation et la déformation sont des grandeurs caractéristiques du matériau, possédant au moins deux états distincts pour lesquels l'application d'un champ externe, électrique, magnétique, ou de contrainte, permet de passer de l'un à l'autre. On parle alors de matériaux ferroïques.

Ainsi, la polarisation spontanée ( $P_s$ ) est la grandeur macroscopique mesurable et caractéristique d'un matériau ferroélectrique. D'un point de vue microscopique, la polarisation spontanée naît d'un moment dipolaire formé par la délocalisation du barycentre des charges positives et négatives de la maille cristalline.

Prenons l'exemple du  $\text{BaTiO}_3$  dont sa maille est présentée en figure 2.1.

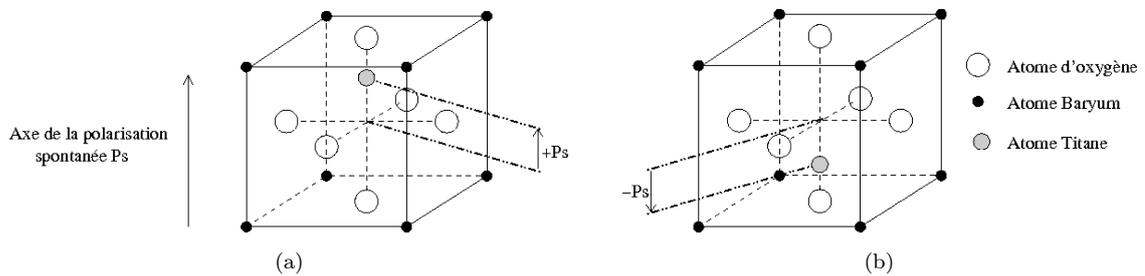


FIGURE 2.1 – Schéma de la maille cristalline de l'oxyde ferroélectrique de titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ) de type pérovskite, (a) moment dipolaire positif et (b) moment dipolaire négatif

Un ion métallique, Ti, est inséré dans un octaèdre d'oxygène allongé dans une certaine direction (selon l'axe de la polarisation spontanée sur le schéma). Cette déformation conduit à un positionnement de l'ion métallique légèrement décalé par rapport au centre de l'octaèdre. Ceci entraîne l'apparition d'un moment dipolaire électrique dans la maille cristalline puisque le barycentre des charges négatives induites par les atomes d'oxygène n'est plus confondu avec l'ion métallique, porteur des charges positives. En basculant d'une position légèrement au-dessus à légèrement en-dessous du centre de l'octaèdre d'oxygène, l'ion métallique induit un moment dipolaire tantôt positif (figure 2.1(a)) tantôt négatif (figure 2.1(b)). Les atomes encadrants la maille cristalline sont, dans les cas des pérovskites, également des ions métalliques (dans notre cas des ions Ba), mais leur participation au moment dipolaire est moindre que celle de Titanate.

Dans le cas du niobate ou du tantalate de lithium, la structure est légèrement plus complexe. En effet, elle n'est plus cubique, mais rhomboédrique. Malgré tout, nous retrouvons la même corrélation entre les ions métalliques et la présence des oxygènes. Pour information, la polarisation spontanée du niobate de lithium est égale à  $78 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  [43, 44] et celle du tantalate égale à  $55 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  [45]. De plus, ces matériaux sont unipolaires au sens de la ferroélectricité dont l'axe de polarisation est l'axe Z.

En outre, la polarisation spontanée est fonction de la température. En effet, à la température de Curie  $T_c$  (dépendant du matériau), la polarisation spontanée du matériau s'annule et ainsi, le matériau perd ses propriétés ferroélectriques. Par exemple, la température de Curie du niobate est de  $1210^\circ\text{C}$  alors que celle du tantalate est de  $610^\circ\text{C}$ .

Nous allons maintenant nous intéresser aux matériaux ferroélectriques et à leurs particularités.

### 2.1.1.3 Les matériaux ferroélectriques et leurs particularités

#### Classification des matériaux ferroélectriques

On distingue deux grandes familles d'oxydes ferroélectriques, pérovskite et aurivillius, auxquelles s'ajoutent une quantité d'autres familles secondaires.

La plus connue et la plus étudiée est la famille des pérovskites (nom tiré du minéral pérovskite  $\text{CaTiO}_3$ ). Un élément typique est le  $\text{BaTiO}_3$ , pour lequel les premières études remontent aux années 1950. Cet oxyde a servi de référence pour la compréhension des principes de ferroélectricité [46]. Un autre matériau connu est le PZT, intensivement utilisé pour ses propriétés piézoélectriques. Les matériaux pérovskites sont reconnaissables à leur composition générique  $\text{ABO}_3$ , avec A et B des cations.

La seconde grande famille concerne les ferroélectriques de la phase dite Aurivillius dont le principal représentant est le  $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_3$  (SBT). Ce dernier est très prometteur pour les applications en microélectronique, notamment pour la fabrication de dispositifs à mémoire non volatile [47]. En effet, ces matériaux ne présentent pas de phénomène de fatigue au cours des cyclages en polarisation. Ils se caractérisent par une structure fortement anisotrope, alternant des blocs pérovskite et des feuillets d'oxyde de bismuth [48].

Le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ) et leurs éventuels dérivés, forment une famille à part, bien qu'ils présentent la composition des pérovskites  $\text{ABO}_3$ . En effet, comme le PZT, ils sont tous deux ferroélectriques et très utilisés pour leurs propriétés piézoélectriques mais leur maille cristalline présente une structure rhomboédrique. Ils sont particulièrement utilisés sous forme de monocristaux dans les dispositifs à ondes élastiques de surface [49].

#### Particularités des matériaux ferroélectriques : pyroélectricité et piézoélectricité

Le caractère ferroélectrique et toutes les propriétés qui en découlent naissent de la dissymétrie structurelle du matériau. Un matériau ferroélectrique est également pyroélectrique (à une variation de température est associée une variation de polarisation électrique) et piézoélectrique (à une contrainte appliquée est associée une variation de polarisation électrique). Ces deux propriétés s'expliquent par le lien direct entre la position des atomes dans la maille cristalline et le moment dipolaire associé. Une variation de température entraîne une dilatation ou une contraction thermoélastique qui, de même que l'application d'une contrainte, déforme le matériau. Ainsi, sur l'exemple de la figure 2.1, l'octaèdre d'oxygène subit une déformation plus importante qui entraîne un déplacement de l'ion métallique et donc une modification du moment dipolaire. Il s'en suit que l'effet électromécanique peut être inversé : une variation de polarisation, induite par l'application d'une tension, en-

traîne une déformation mécanique. Un matériau ferroélectrique est en quelque sorte un convertisseur électro-mécanique. Les matériaux ferroélectriques appartiennent à la classe des matériaux pyroélectriques, incluse dans celle des matériaux piézoélectriques, elle-même incluse dans la classe des matériaux non centro-symétriques. Ainsi, il existe des matériaux piézoélectriques qui ne sont pas pyroélectriques (c'est le cas du quartz) et des matériaux pyroélectriques qui ne sont pas ferroélectriques. La figure 2.2 offre une vue schématisée de ces relations.

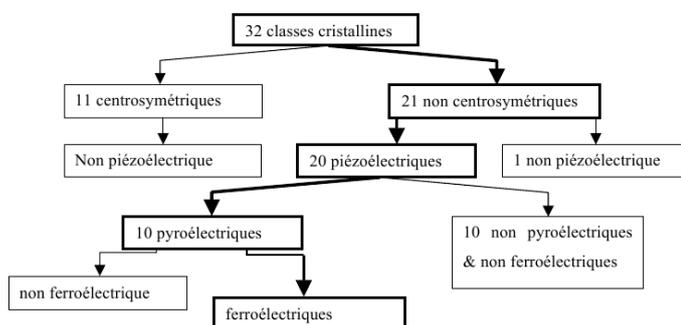


FIGURE 2.2 – Hiérarchisation des classes cristallines

#### 2.1.1.4 Applications

Dans les années 90, les matériaux ferroélectriques ont été utilisés pour le développement de condensateurs [50]. Ces dispositifs sont réalisés à partir de corps diélectriques présentant une permittivité très élevée. Ces dernières années, de nouvelles applications de ces matériaux sont apparues dans différents domaines. En électronique, ils sont utilisés pour la fabrication de mémoire. Les plus connus sont les mémoires non volatiles FRAM (Ferroelectric Random Access Memory) intégrant un matériau ferroélectrique pour le stockage de l'information. Compte tenu de leur faible temps d'accès et de leur faible consommation, les mémoires ferroélectriques FRAM sont surtout développées pour les applications de cartes à puces sans contact physique avec le lecteur [47].

Dans le secteur des énergies renouvelables, ils sont exploités pour faire de la récupération d'énergie. Par exemple, un film de PZT, riche en zirconium (Zr), développé par Mischenko et al. montre un effet dit « électrocalorique géant » et serait susceptible de récupérer l'énergie thermique dissipée dans un environnement donné, via l'établissement d'une tension aux bornes du corps ferroélectrique soumis à une variation de température [51].

En micro-acoustique, pour leurs propriétés piézoélectriques, les matériaux ferroélectriques trouvent à ce titre un grand nombre d'applications. Le niobate de lithium

est très prisé dans le marché des télécommunications, pour des applications hautes fréquences compte tenu des vitesses de propagation très élevées des ondes excitables à sa surface (jusqu'à  $6500 \text{ m.s}^{-1}$  pour le mode longitudinal [52]). De plus, il présente de meilleurs coefficients piézoélectriques, de couplage électromécanique et de qualité mécanique que le quartz [53], le rendant particulièrement adapté aux applications hautes fréquences faibles pertes. Le tantalate de lithium est un autre candidat pour des applications radio-fréquences, présentant une meilleure stabilité en fréquence que le niobate de lithium car ce matériau est moins sensible à la température. De plus, la grande partie des filtres RF pour la téléphonie cellulaire est réalisée sur tantalate de lithium à l'aide d'ondes élastiques de surface [54]. C'est pour ces raisons que nous allons plus particulièrement nous intéresser à ces matériaux.

## 2.1.2 Domaines ferroélectriques : inversion par application d'un champ électrique

### 2.1.2.1 Introduction et mise en évidence de différentes techniques d'inversion

Pour tout matériau ferroélectrique, il existe au moins deux états stables de polarisation,  $-P_s$  et  $+P_s$ , définis par deux puits de potentiel (figure 2.3). On trouve donc des régions du matériau pour lesquelles la polarisation se trouve dans l'un ou l'autre de ces états. Nous appelons ces régions des domaines. Pour des matériaux ferroélectrique unipolaire, comme le niobate et le tantalate de lithium, l'inversion de domaines consiste à retourner de  $180^\circ$  (d'un point de vue cristallographique) ou de changer d'état (d'un point de vue physique) la polarisation spontanée du cristal.

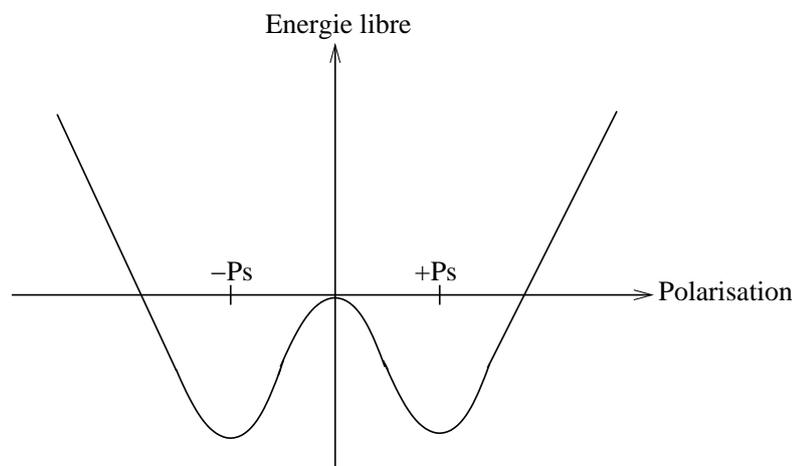


FIGURE 2.3 – Représentation des deux états stables d'un matériau ferroélectrique unipolaire par deux puits de potentiel

Pour inverser la polarisation d'un matériau ferroélectrique, plusieurs techniques ont été développées, notamment pour l'inversion de domaines dans le niobate de lithium [55].

Une première technique consiste à inverser le cristal ferroélectrique lors de sa croissance avec un dopant [56]. Cette méthode, bien adaptée pour orienter la polarisation d'une carotte dans une même direction, ne convient pas à la fabrication de réseaux périodiquement polarisés.

Deux autres techniques d'inversion ont été développés, soit l'exodiffusion de  $\text{Li}_2\text{O}$  sur la face  $Z+$  et la diffusion de titane sur la face  $Z+$ . Ces deux techniques sont fondées respectivement sur un traitement thermique et sur la diffusion d'atomes et nécessitent donc des températures avoisinant les 900 à 1200 °C. Ces températures sont proches de la température de Curie de certains matériaux ferroélectriques (par exemple, la température de Curie du niobate de lithium est de 1210 °C). Or, au voisinage de cette température, la structure cristalline du matériau se déforme et perd la symétrie qui lui confère ses propriétés ferroélectriques (la polarisation s'annule) [57].

Une autre technique d'inversion de domaines consiste à bombarder électroniquement le matériau ferroélectrique à l'aide d'un Microscope à Balayage Electronique (MEB) ou d'une machine de lithographie électronique. Cette méthode permet d'obtenir une résolution de l'ordre de 5 nm, permettant la création de domaines périodiquement alternés de période 10 nm [55]. Par contre, l'inversion prend beaucoup de temps, ce qui limite la géométrie du dispositif [58, 59]. Or, pour les ondes élastiques guidées, plus le nombre de périodes est grand, plus la signature spectrale est résolue.

Enfin, la technique d'inversion de domaines par application d'un champ électrique est la plus répandue. Plusieurs voies ont été envisagées à cette fin. Par exemple, l'inversion par microscope à force atomique (AFM) [60] est utilisée généralement pour l'inversion de réseaux périodiques de surface ne dépassant pas le millimètre carré et pour des épaisseurs de matériau ferroélectrique inférieures au micromètre. Une seconde voie est effectuée par impulsion électrique de haute tension [52]. Cette technique est celle que nous avons mise en œuvre et que nous allons détailler ci-après.

### 2.1.2.2 Contexte de l'inversion de domaines par application d'un champ électrique

En 1992, Yamada *et al.* ont réalisé les premiers tests d'inversion de domaines ferroélectriques sur niobate de lithium par champ électrique à température ambiante [61]. Bien que la reproductibilité de leur procédé soit faible, leurs résultats suscitent un vif intérêt. Un programme de recherche est alors lancé au E. L. Ginzton Laboratory de Stanford et a permis le développement d'une technique d'inversion de domaines par

champ électrique fondée sur la définition d'un masque par photolithographie permettant la maîtrise de la période et du rapport cyclique des domaines inversés [43, 62]. Dès lors, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont démontré le potentiel de cette technique, notamment dans la réalisation de dispositifs électro-optiques et non-linéaires. Bien que cette méthode ne permette pas d'atteindre une résolution aussi fine que celle obtenue avec la méthode de bombardement électronique étant donné qu'elle souffre d'un élargissement des domaines en fin de croissance qui rend la maîtrise de la taille des domaines difficile, elle présente de nombreux avantages pour notre application. En effet, la technique d'inversion de domaines par application d'un champ électrique permet d'inverser des domaines ferroélectriques sur de grandes surfaces et sur toute l'épaisseur du matériau. Elle permet également de travailler à « grande échelle », c'est-à-dire sur des plaques de niobate de lithium de 3 ou 4 pouces de diamètre, ce qui correspond respectivement à des diamètres de 7,62 cm et 10,16 cm. De plus, contrairement aux techniques fondées sur la diffusion d'atomes ou sur un traitement thermique qui peuvent induire une modification des propriétés ferroélectriques du matériau compte tenu des températures requises qui sont proches de la température de Curie, l'inversion de domaines par champ électrique se réalise à température ambiante.

### 2.1.2.3 Mécanisme de basculement de la polarisation par application d'un champ électrique

Fixons comme hypothèse que le matériau ferroélectrique est unipolaire et que sa polarisation spontanée est fixée dans un état ( $+P_s$  ou  $-P_s$ ). Lorsqu'un champ électrique suffisamment intense est appliqué dans la direction opposée à sa polarisation spontanée, l'ion métallique situé au centre de l'octaèdre d'oxygène passe d'une position à l'autre (cf. l'exemple de structure pérovskite du schéma figure 2.1). On appelle ce champ, le champ coercitif, noté  $E_c$ .

Une représentation qualitative de la ferroélectricité du niobate de lithium (identique pour le tantalate de lithium), est présentée sur la figure 2.4. L'atome de lithium peut être légèrement au-dessus ou légèrement en-dessous de son plan d'oxygène le plus proche alors que le niobium ou le tantale peuvent être respectivement légèrement au-dessus ou légèrement en-dessous du centre de leur octaèdre d'oxygène.

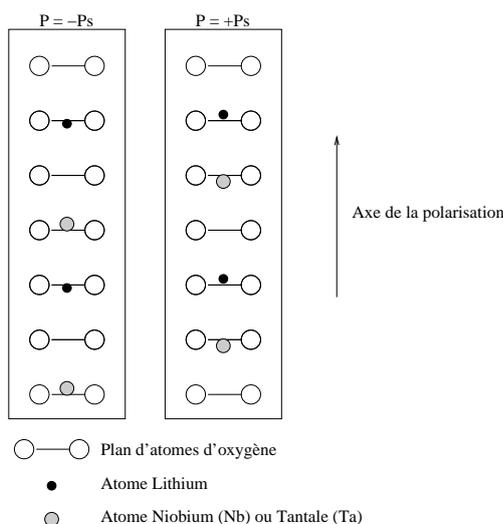


FIGURE 2.4 – Représentation qualitative de la ferroélectricité du niobate de lithium, identique pour le tantalate de lithium. La polarisation spontanée est déterminée par la direction du déplacement ionique

En thermodynamique, l'énergie libre du système ( $W_{el}$ ) va dépendre de la polarisation spontanée ( $P_s$ ) et du champ électrique ( $E$ ) appliqué au matériau par unité de volume ( $V$ ), qui revient à écrire :

$$W_{el} = - \int P_s \cdot E \, dV. \tag{2.1}$$

Nous représentons, sur la figure 2.5, l'évolution de l'énergie libre en fonction de la polarisation et du champ électrique appliqué.

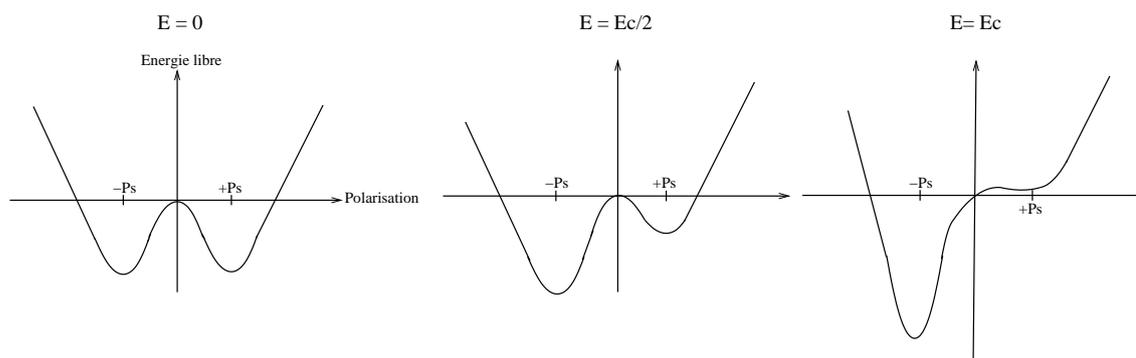


FIGURE 2.5 – Évolution de l'énergie libre d'une maille ferroélectrique soumise à un champ électrique opposé à l'état de polarisation initiale. Plus le champ augmente, plus le profil d'énergie se dissymétrise pour favoriser l'état de polarisation orientée dans le sens du champ (ici la polarisation favorisée est  $-P_s$ )

Initialement sans champ électrique, le cristal présente deux états stables de polarisation comme vu précédemment. En appliquant un champ électrique orienté dans le sens de la polarisation finale voulue (ici  $-P_s$ ), l'énergie libre tend à ne former qu'un seul puits de potentiel. Lorsque le champ électrique est suffisamment important (égal au champ coercitif), l'énergie apportée au système suffit pour que la polarisation s'inverse et ne forme qu'un seul puits.

A la polarisation spontanée, une contribution linéaire avec le champ électrique peut être ajoutée. Elle correspond à la prise en compte de la constante diélectrique du matériau. La polarisation résultante ( $P$ ) peut s'exprimer ainsi comme,

$$P = P_s + \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)E. \quad (2.2)$$

$P_s$  correspond à la polarisation spontanée, orientée dans un sens ou l'autre de l'axe de polarisation,  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique du matériau et  $\varepsilon_0$  celle du vide. Cette fonction est représentée par un cycle d'hystérésis [62]. Sur la figure 2.6a, nous représentons le cycle idéal d'une maille cristalline. En réalité, le matériau ferroélectrique possède une capacité ferroélectrique qui donne lieu à un cycle tel que présenté sur la figure 2.6b. Cette hystérésis traduit un phénomène d'inversion dans le temps et non instantanée dont la cinétique de l'inversion est présentée dans le paragraphe suivant. Le cycle d'hystérésis met également en évidence les deux états stables  $+P_s$  et  $-P_s$  du matériau.

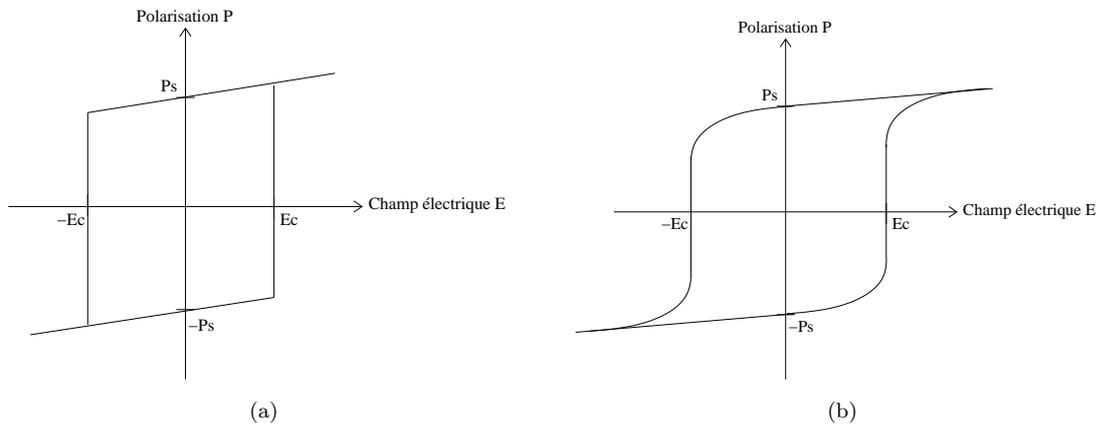


FIGURE 2.6 – Cycles d'hystérésis (a) d'une maille cristalline, (b) d'un matériau ferroélectrique

Dans les cas du niobate et tantalate de lithium congruents, à température ambiante, le champ coercitif  $E_c$  est environ égal à 21 kV/mm [45]. En outre, à 25°C, la polarisation spontanée, déterminée par le déplacement relatif de l'ion métallique par rapport aux plans d'atomes d'oxygène (cf. figure 2.4), est différente entre les deux matériaux. Le niobate de lithium atteint une amplitude de  $P_s = 75 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  alors que

le tantalate de lithium a une polarisation spontanée de  $P_s=55 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  [45]. Les cycles d'hystérésis de ces matériaux sont donnés sur les figures suivantes 2.7(a) et 2.7(b).

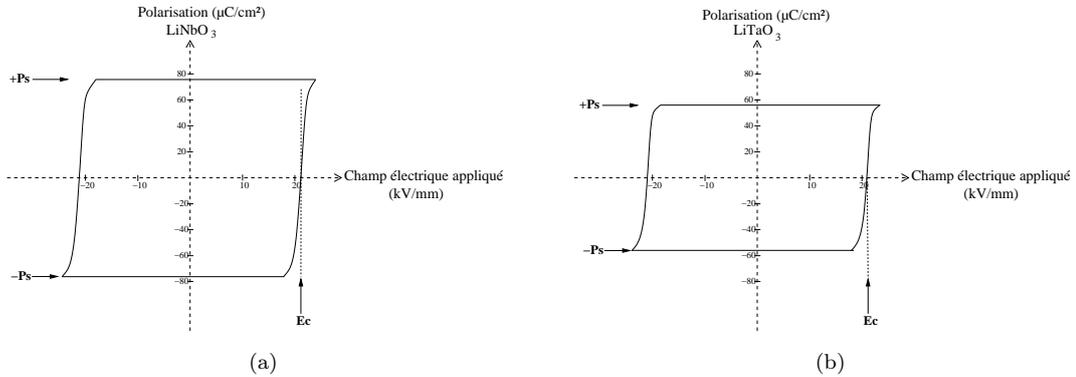


FIGURE 2.7 – Cycles d'hystérésis, (a) du niobate de lithium, (b) du tantalate de lithium [45]

Ainsi, lors d'un basculement de domaine ferroélectrique, un déplacement de charges à l'intérieur du matériau s'effectue. Un courant correspondant aux charges transférées pour compenser l'inversion peut alors être observé qui nous permet de caractériser l'inversion de la polarisation spontanée. Cette quantité de charge  $Q$  est donnée par l'intégrale suivante :

$$Q = \int I_{pol} dt = 2P_s \cdot A, \quad (2.3)$$

où  $I_{pol}$  (« pol » pour « poling » en anglais) est le courant d'inversion et  $A$  l'aire des domaines inversés. La forme du courant d'inversion est liée à la manière dont croissent les domaines. Les différentes étapes de formation des domaines sont explicitées dans le paragraphe suivant.

#### 2.1.2.4 Cinétique de l'inversion de domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique

Une description de la cinétique de l'inversion périodique de domaines ferroélectriques a été proposée par Miller *et al.* en 1998 [62] et reprise ensuite par Shur en 2006 [63]. L'inversion de domaines comporte six étapes : la nucléation des domaines, la propagation des pointes, la terminaison des pointes (formation des parois), la coalescence rapide entre les parois (propagation verticale), croissance horizontale des domaines et enfin, la stabilisation des nouveaux domaines. Nous présentons sur la figure 2.8, le processus d'une inversion périodique de domaines par application d'un champ électrique.

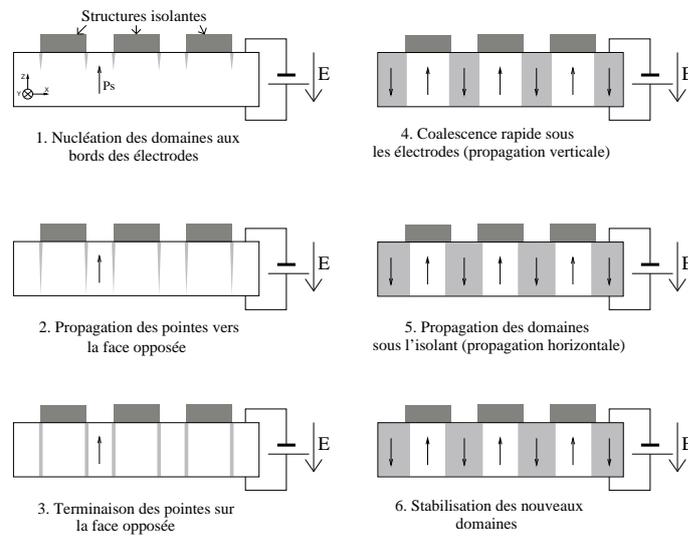


FIGURE 2.8 – Cinétique de l'inversion de domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique

Ces différentes étapes sont détaillées largement dans la thèse d'Anthony Martinez [57]. Ainsi, nous présentons rapidement ces étapes pour mieux comprendre par la suite le paramétrage de l'impulsion électrique qui sera généré pour faire une inversion périodique de domaines par application d'un champ électrique.

### Nucléation des domaines

La première étape de formation des domaines s'appelle la nucléation. Les premiers germes cristallins ou nuclei prennent naissance sur les sites de nucléation (lieux où débute la croissance de chaque domaine). Théoriquement, ils se trouvent sous les extrémités des électrodes, car la valeur du champ électrique est la plus intense due aux effets de bord (accumulation des charges au bord d'isopotentiels).

### Propagation des pointes

La seconde étape correspond à la propagation verticale des nuclei orientée dans le sens du champ électrique pour former des pyramides dont la base est hexagonale [62].

### Terminaison des pointes

La troisième étape représente la formation des parois verticales des domaines qui intervient lors du contact des nuclei avec la face opposée du matériau.

### Coalescences verticale puis horizontale

Dans un premier temps, après la formation des parois, le domaine croît rapidement selon son axe polaire. Ensuite, le domaine croît latéralement (perpendiculairement à l'axe polaire) comme présenté sur la figure 2.9. Heureusement, la croissance latérale est plus lente que la croissance verticale [62].

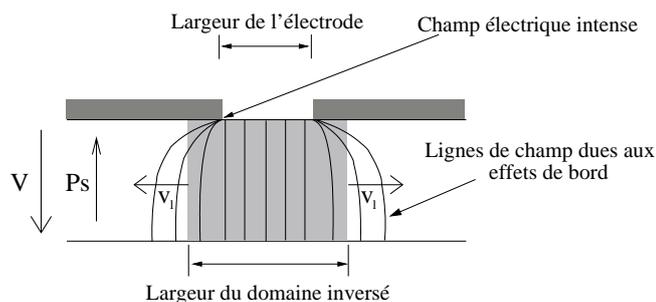


FIGURE 2.9 – Élargissement du domaine inversé sous l'isolant

### Stabilisation des domaines inversés

Les nouveaux domaines inversés présentent encore un champ coercitif intrinsèque, (valant 17,5 kV/mm dans le cas du niobate de lithium [62, 64]) qui va décroître dans le temps (en 28 ms pour le niobate de lithium) jusqu'à 0 kV/mm. Le champ électrique appliqué doit alors être maintenu (temps de maintien dépendant du matériau ferroélectrique) à une valeur égale ou supérieure à 17,5 kV/mm pour stabiliser l'orientation des ces nouveaux domaines. Sinon, les domaines inversés retournent à leur état de polarisation initiale : on désigne ce phénomène par le terme de « back-switching » (ou « rebond » en français) [65].

Maintenant que nous avons introduit le principe de basculement des domaines ferroélectriques, ainsi que la cinétique de l'inversion de domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique, nous allons paramétrer l'impulsion électrique pour inverser les domaines dans le niobate et le tantalate de lithium, matériaux-clefs pour notre application (cf. 2.2.1.2).

#### 2.1.2.5 Paramétrage de l'impulsion électrique haute-tension : Cas des niobate et tantalate de lithium

L'impulsion électrique nécessaire pour inverser correctement un domaine ferroélectrique doit respecter des niveaux de tension bien définis. En effet, la cinétique de l'inversion (nucléation, propagation et stabilisation des domaines) doit apparaître à travers l'impulsion électrique. D'après la thèse d'Emilie Courjon [52], inspirée de

la thèse d'Anthony Martinez [57], la forme caractéristique de l'impulsion électrique pour réaliser une inversion de domaine dans le niobate ou le tantalate de lithium est présentée sur la figure 2.10.

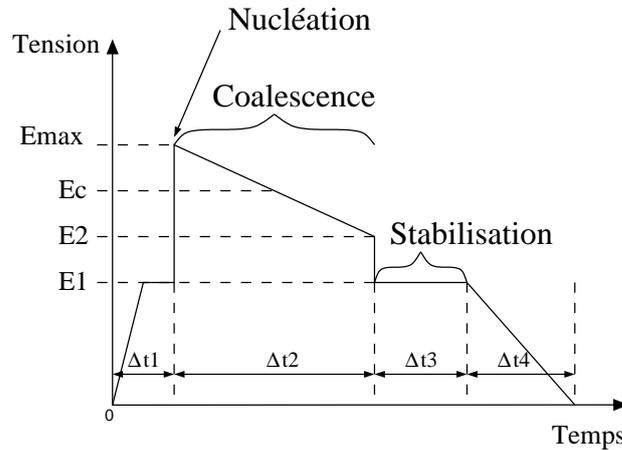


FIGURE 2.10 – Impulsion électrique générale pour l'inversion de domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique

Nous proposons un tableau pour récapituler les objectifs et les paramètres (tension appliquée, durée de l'impulsion) liés à chaque phase (tableau 2.1).

Phases	Objectifs	Tensions appliquées [44, 62]	Durée
Phase 1 ( $\Delta t_1$ )	Préparer le matériau avant nucléation Éviter les brusques variations de tension Éviter les claquages électriques	$E_1 < E_c$ $E_1 \simeq 0,9E_c$	$\simeq 30 \text{ ms}$
Phase 2 ( $\Delta t_2$ )	Amorcer la nucléation Propager les domaines verticalement et horizontalement	$E = E_c \pm 0,5 \text{ kV}$ (incertitude sur $E_c$ )	$\Delta t_2 = 2\Delta t$ $\Delta t = (2P_s A)/I_{pol}$
Phase 3 ( $\Delta t_3$ )	Stabiliser les domaines inversés	$E < E_c$ $E > 17,5 \text{ kV/mm}$	$\geq 28 \text{ ms} \mapsto \text{LiNbO}_3$ [64] $\geq 2 \text{ s} \mapsto \text{LiTaO}_3$ [64]
Phase 4 ( $\Delta t_4$ )	Finaliser l'inversion	$E \searrow 0 \text{ kV}$	$\simeq 10 \text{ ms}$

TABLE 2.1 – Récapitulatif des objectifs et des temporisations des différentes phases de l'impulsion électrique pour le niobate et le tantalate de lithium

En pratique, la valeur de  $\Delta t_2$  est toujours prise supérieure à  $\Delta t$  (typiquement  $\Delta t_2 \simeq 2\Delta t$ ) car lorsque les domaines s'élargissent sous l'isolant, des charges de polarisation spontanée sont déposées à la surface du matériau, entraînant une diminution du champ électrique total. La croissance des domaines doit s'arrêter seule.

Nous paramétrons maintenant cette impulsion pour l'inversion de la polarité du niobate et du tantalate de lithium. Tout d'abord, nous rappelons dans le tableau 2.2 quelques données sur ces matériaux afin d'établir les tensions et durées nécessaires des impulsions électriques.

Matériaux	Epaisseur du matériau ( $\mu\text{m}$ )	Congruent ou stoechiométrique	$E_c$ (kV/mm)	$P_s$ ( $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ )
$\text{LiNbO}_3$	500	Congruent	21 [45]	78 [45]
$\text{LiTaO}_3$	500	Congruent	21 [45]	55 [45]

TABLE 2.2 – Récapitulatif des caractéristiques géométrique et physique du niobate et tantalate de lithium

Les impulsions électriques appliquées aux niobate et tantalate du lithium, paramétrées en fonction de ces matériaux, sont présentées sur la figure 2.11. Seule la durée de coalescence reste à calculer car elle dépend de l'aire à inverser (dépend du motif à inverser).

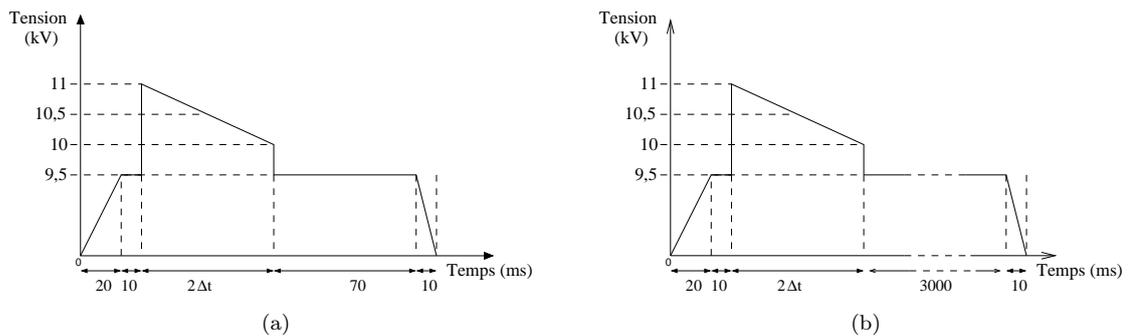


FIGURE 2.11 – Impulsions électriques paramétrées pour inverser des domaines, (a) dans du niobate de lithium, (b) dans du tantalate de lithium d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$

Nous allons maintenant nous servir de ces bases sur la ferroélectricité pour présenter le nouveau concept de résonateur acoustique haute-fréquence pour la stabilisation d'oscillateurs électriques.

## 2.2 Concept du nouveau résonateur acoustique

### 2.2.1 Présentation et état de l'art autour du concept

#### 2.2.1.1 Présentation du concept

L'idée consiste à utiliser un guide d'ondes à domaines ferroélectriques distribués périodiquement réalisé sur un substrat ferroélectrique mono-cristallin placé entre deux substrats de guidage de matériaux mono-cristallins. L'onde engendrée par le transducteur s'atténue exponentiellement et se propage sans pertes par rayonnement dans la structure périodique, de façon comparable à une onde d'interface [66, 67] comme illustrée sur la figure 2.12.

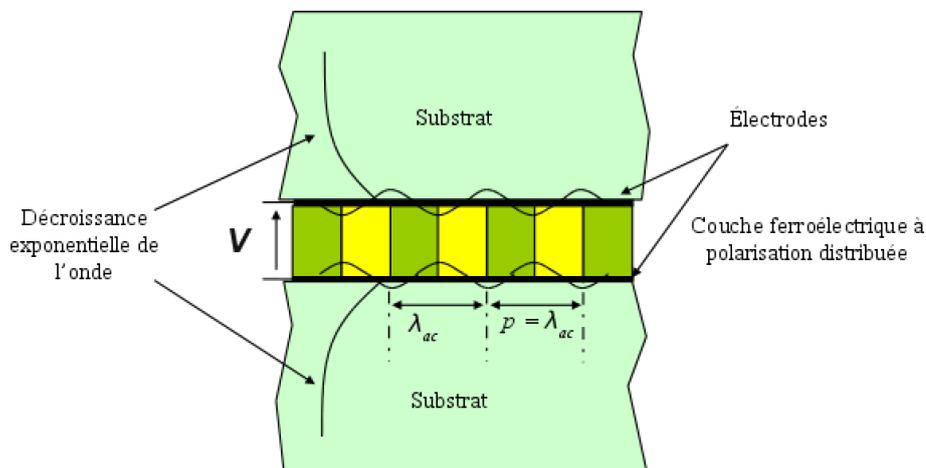


FIGURE 2.12 – Schéma d'un guide d'ondes d'interfaces exploitant un transducteur à domaines ferroélectriques alternés

L'excitation est effectuée grâce à deux électrodes en regard, aux interfaces entre le matériau ferroélectrique et les deux substrats de guidage. Ces interfaces sont réalisées par une technique de report impliquant une couche métallique et évitant tout matériau organique susceptible d'engendrer des pertes viscoélastiques [60, 68]. En effet, l'utilisation de couches d'or de quelques centaines de nanomètres déposées sur chaque face des substrats à coller rend possible le contact solide entre deux matériaux, à condition que leur surface soit raisonnablement plane et peu rugueuse (typiquement, l'état de surface de plaquettes de silicium, de quartz ou de niobate de lithium polies avec des variations d'épaisseur sur l'ensemble de la plaque de quelques micromètres au plus). Ce type de technologie a été développé à FEMTO pour des applications de report de niobate de lithium sur silicium [69], comme l'illustre la figure 2.13.

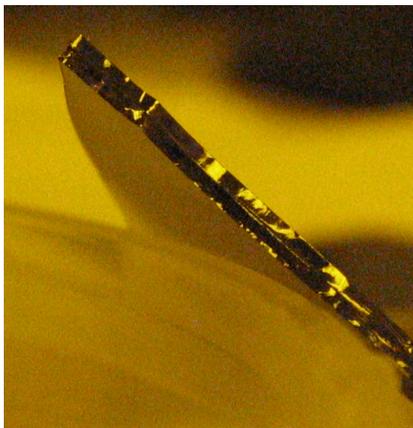


FIGURE 2.13 – Exemple de collage Au/Au : le collage résiste au clivage de la plaquette composite (ici une plaque de niobate (YXl)36° reportée sur silicium [69])

Parmi les matériaux possibles pour la transduction, on retiendra particulièrement le niobate de lithium ainsi que le tantalate de lithium, et plus particulièrement les coupes (ZX) de ces matériaux unipolaires au sens de la ferroélectricité. Divers matériaux de guidage vont être étudiés mais une attention particulière est portée au silicium car ce matériau se prête bien au guidage des ondes et permet une intégration du système en micro-électronique de bas coût. De plus, la dépendance des propriétés diélectriques de matériaux ferroélectriques au champ électrique permet à priori de réaliser un ajustement en fréquence électrique en superposant un champ statique à l'excitation dynamique. Cette fonctionnalité peut être par ailleurs exploitée pour compenser électriquement le résonateur des effets de température, ce quelle que soit sa sensibilité intrinsèque.

### 2.2.1.2 Etat de l'art autour de ce nouveau concept

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les résonateurs à ondes de surface (ROS) fondés sur des transducteurs à peignes inter-digités (IDT) sont particulièrement utilisés pour la stabilisation d'oscillateurs hautes fréquences, notamment dans les applications radars. Cependant, les limites ultimes pressenties ou mises en évidence par les auteurs peuvent se résumer comme suit en termes de réalisations technologiques ; En photolithographie classique, il ressort aujourd'hui une limitation technologique à 2,5 GHz des résonateurs à ondes de surface sur quartz AT correspondant à une finesse de gravure de 0,3  $\mu\text{m}$  [70]. Pour continuer à améliorer la résolution des motifs et ainsi réaliser des résonateurs à ondes de surface à plus haute fréquence, l'utilisation d'un faisceau d'électrons connue sous le nom de lithographie par faisceau

d'électrons et aussi de lithographie électronique peut être une solution (un dispositif expérimental à 3 GHz a été fabriqué par lithographie électronique directe [70]). L'approche développée ici consiste à travailler non pas à la fréquence de Bragg mais plutôt à l'harmonique deux. Ceci permet un doublement des fréquences de travail à technologie identique aux IDT. Ce principe a déjà été démontré en basses et hautes fréquences à différentes reprises par notre groupe [68, 71].

Les études dédiées aux ondes d'interface se résument à très peu de travaux sérieusement entrepris pour effectivement démontrer les principes [66, 67]. Si certaines réalisations récentes à base de couches épaisses de silice sont identifiées sous le terme d'ondes d'interface [72] fondées sur des idées souvent proposées il y a plusieurs décennies [73], elles ne méritent pas un tel classement à notre sens puisqu'elles s'apparentent à l'excitation de modes de plaques guidés de type Sezawa, sensibles à l'état de surface supérieur au même titre que les ondes de surface. La seule véritable analyse paramétrée des propriétés de ces ondes d'interface et de leur excitation par un transducteur électrique figure dans la référence [74]. Par ailleurs, le développement effectif de transducteurs à domaines ferroélectriques alternés périodiquement n'a fait l'objet que de très peu de publications [60, 68]. Enfin, le collage par compression d'or est une technique connue, même si notre procédé à froid présente des avantages particulièrement favorables à l'utilisation de niobate de lithium et de silicium par exemple [69]. Là encore, le nombre de publications récentes dédiées à ce sujet est plutôt modeste [75, 76], plaçant ainsi le projet dans une position innovante.

L'utilisation de matériaux à fort couplage électromécanique pour les applications de filtrage RF s'est révélée particulièrement fructueuse pour la mise au point de duplexeurs à large bande pour la téléphonie grand public ainsi que pour les applications professionnelles (radar, station de base, etc.) [77]. Ces matériaux sont principalement ferroélectriques et unipolaires comme le tantalate de lithium, le niobate de lithium ou encore le niobate de potassium. Ils ont la particularité de présenter des couplages électromécaniques remarquablement élevés (25 à 50 fois celui du quartz) compatibles avec la réalisation de filtres à larges bandes (5 à 10 % de la fréquence porteuse) [77]. Ils se prêtent donc particulièrement bien aux techniques dites de poling d'ailleurs la coupe Z de niobate est particulièrement exploitée pour la réalisation de doubleurs de fréquence en optique [78]. De plus, le niobate est connu pour présenter des coefficients de pertes viscoélastiques plus faibles que ceux du quartz [22] et s'avère un matériau particulièrement adapté aux applications radiofréquences. C'est donc le matériau-phare retenu pour la suite de l'étude. Le tantalate présente également des propriétés ferroélectriques similaires au niobate de lithium et sera aussi étudié car il présente des avantages spécifiques sur lesquels nous reviendrons plus loin [79].

## 2.2.2 Intérêts et enjeux de ce nouveau concept

### 2.2.2.1 Intérêts des TPPs et comparaison avec les peignes inter-digités classiques

Comme nous l'avons vu précédemment, notre nouveau concept constitue une alternative au résonateur à ondes de surface fondé sur des transducteurs à peignes inter-digités (IDT) comme représenté sur la figure 2.14(a). La structure de transduction exploitée correspond à une plaque au sein de laquelle des domaines ferroélectriques ont été inscrits artificiellement, comme illustré en figure 2.14(b).

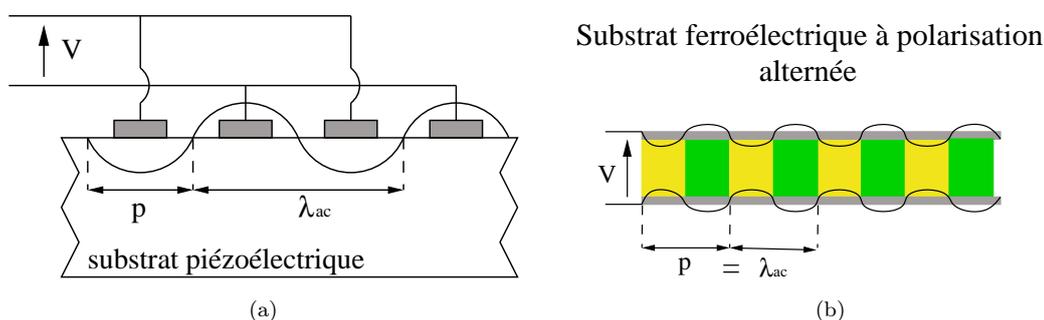


FIGURE 2.14 – Schémas de principe d'un transducteur, (a) à peignes inter-digités (IDT), (b) polarisé périodiquement (TPP)

Nous abandonnons donc la structure à peignes inter-digités exploitée jusque-là pour les composants à ondes d'interface pour de multiples raisons que nous détaillons maintenant.

Tout d'abord, le principe d'excitation des ondes d'un transducteur polarisé périodiquement (TPP) est plus robuste qu'un transducteur à peignes inter-digités classiques. En effet, lors de la fabrication des peignes inter-digités par les méthodes de photolithographie, des court-circuits entre les peignes, provenant de la fabrication ou de contaminations extérieures, peuvent apparaître nuisant à l'efficacité du peigne de manière irréversible. Le fait d'avoir les électrodes massives de part et d'autre du matériau ferroélectrique dans le cas du TPP, nous place à l'abri de cette difficulté. De plus, la fabrication d'un guide d'ondes à base de transducteurs à peignes inter-digités impose, à défaut d'une maîtrise parfaite des méthodes de report de plaquettes via une couche diélectrique solide, l'usage d'un film polymère (pour ne pas court-circuiter les électrodes) assurant la liaison élastique entre les matériaux mis en jeu et engendrant des pertes acoustiques notables [80, 81]. Par contre, l'utilisation d'une structure de transduction employant des électrodes pleines déposées sur ses deux faces ouvre la perspective de reporter un substrat épais sur chaque face du transducteur par collage compressif direct.

Ensuite, compte tenu de l'isolation entre les deux électrodes par le matériau ferroélectrique, la tenue en puissance du TPP est nettement supérieure à celle d'un IDT. En effet, le problème du transducteur à peignes inter-digités est lié d'une part aux phénomènes d'électromigration induit par l'échauffement des électrodes à fortes puissances d'excitation et d'autre part aux effets de coalescence [82].

Puis, d'un point de vue acoustique, notamment de vitesse de propagation des ondes, le transducteur polarisé périodiquement fonctionne intrinsèquement à une fréquence double de celle d'un transducteur à peignes inter-digités classique (pour une même résolution lithographique) comme illustré sur la figure 2.14. En effet, dans un TPP, la longueur d'onde acoustique est égale à la période mécanique du dispositif, contrairement aux transducteurs à peignes inter-digités où elle est égale à deux fois la période mécanique pour une même largeur de trait.

Enfin, une fois le résonateur réalisé, il n'est plus possible d'ajuster mécaniquement sa fréquence de résonance. L'usage d'un matériau ferroélectrique tel que le niobate ou tantale de lithium s'avère alors particulièrement intéressant puisque ceux-ci voient leurs propriétés électriques modifiées par l'application d'un champ électrique statique (dépendance des propriétés diélectriques du matériau ferroélectrique au champ électrique). En effet, dans la thèse de D. Gachon [29], il est noté qu'un résonateur à modes de volume harmoniques pouvait être ajusté en fréquence de la sorte. Afin de réaliser une telle fonction avec des différences de potentiel raisonnables (inférieures à 50 V), il est nécessaire de disposer de couches ferroélectriques de faible épaisseur (au moins inférieure à 50  $\mu\text{m}$ ).

### 2.2.2.2 Retombées

#### Scientifiques et techniques

Ce nouveau résonateur vise au développement d'une nouvelle gamme de composants fondés sur l'exploitation de la ferroélectricité pour l'excitation d'ondes élastiques par un transducteur alliant les qualités spectrales des peignes inter-digités, les robustesse et simplicité du résonateur à ondes de volume sur films minces et les avantages techniques des ondes d'interface. En termes scientifiques, il s'agit d'une avancée notable puisqu'un tel principe n'a jamais été proposé jusqu'à présent. Dans la thèse d'Emilie Courjon [52], la possibilité de réaliser des transducteurs à ondes d'interface, à domaines ferroélectriques alternés périodiquement et des résonateurs à films de matériaux ferroélectriques amincis a été démontrée. La confluence de ces avancées

toutes issues de notre laboratoire a apportée une protection intellectuelle sur les dispositifs à ondes élastiques d'interfaces [83].

### **Industrielles**

La mise au point d'un nouveau principe d'excitation d'ondes sans pertes à l'interface entre deux plaquettes de matériau tel que le silicium présente un avantage considérable en matière de réalisation de composants de haute qualité, de pureté spectrale et d'insensibilité aux pollutions extérieures. De plus, en utilisant du silicium comme couche guidante, le dispositif présente des possibilités d'encapsulation bas coût. Ces différents aspects ne sont pas les seuls à présenter un intérêt sur le plan industriel. La fonctionnalité d'ajustement électrique de la fréquence de fonctionnement du résonateur constitue un avantage décisif dans la course aux systèmes agiles actuellement menée par les grands équipementiers des systèmes radiofréquences. Par ailleurs, il n'existe pratiquement pas de solution facilement accessible et raisonnablement bas coût pour la fabrication d'oscillateurs pilotés en tension à très haute fréquence (supérieure à 500 MHz) et présentant des stabilités compatibles avec les applications embarquées modernes. Si cette technologie ne représente pas dans un premier temps un volume de production de masse, les parts de marché accessibles concernent des objets à forte valeur ajoutée dont la maîtrise et la banalisation peuvent conduire à d'autres applications telles que les filtres RF ajustables pour lesquels la demande et les volumes financiers sont plus appréciables. Nous n'avons pas mentionné ici le domaine des capteurs, mais il est clair que celui-ci tirerait grandement parti du développement de composants intégrables dans n'importe quelle structure et ne nécessitant pas les précautions habituelles propres à l'utilisation des dispositifs à ondes de surface et de volume (gap d'air).

### **En matière d'électronique de défense**

La fabrication d'un résonateur ultra-stable, insensible aux perturbations extérieures, compensé en température et fonctionnant dans une gamme de fréquence 10 MHz-1 GHz est très utile pour des applications radars. En effet, nous pouvons imaginer, en matière de défense, équiper tous les matériels qui sont destinés à être positionnés avec précision (missiles, véhicules ou individus). Si l'oscillateur dérive en fréquence, nous perdons toute précision de localisation. De plus, selon l'application, les oscillateurs subissent de fortes variations thermiques, de pression (comme les systèmes embarqués dans l'espace) et doivent résister à des contraintes météorologiques et aux pollutions. Le nouveau concept permet de répondre au mieux à ces critères de manière autonome, c'est à dire en réduisant la contribution de l'électronique de l'oscillateur.

## 2.3 Conclusion

Ce chapitre a décrit l'essentiel des notions de ferroélectricité, avec une accentuation sur l'inversion de domaines ferroélectriques et son utilité au cœur de notre nouveau système.

La première partie a permis de se familiariser avec la ferroélectricité et à comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'inversion de domaines ferroélectriques. Nous avons énuméré différentes méthodes d'inversion et expliqué en détail la technique d'inversion de domaines par application d'un champ électrique retenue pour concevoir nos dispositifs. Nous avons également réalisé un bref inventaire des matériaux ferroélectriques existants et nous avons orienté notre choix sur le niobate et le tantalate de lithium comme base de l'étude.

La seconde partie explique en détail le concept de notre nouveau résonateur, fondé sur l'utilisation de domaines ferroélectriques alternés, en mettant en avant ses avantages par rapport aux systèmes acoustiques existants. En effet, depuis des années, les transducteurs utilisés pour les résonateurs radio-fréquences utilisent le principe des peignes interdigités pour l'excitation d'ondes de surfaces voire d'interfaces. Les transducteurs polarisés périodiquement (TPPs) développés dans notre projet, possèdent des atouts par rapport aux dispositifs utilisant des IDTs : leur fréquence de fonctionnement deux fois plus élevée que celle des dispositifs classiques pour une période mécanique identique ; les TPPs sont très robustes du fait des polarisations alternées inscrites au cœur du matériau et des électrodes d'excitation massives de part et d'autre du substrat, évitant ainsi les courts-circuits, la coalescence et l'électromigration. Ces nouveaux transducteurs ont donc des atouts indéniables qui en font une alternative intéressante aux IDTs classiques, raison pour laquelle cette étude a été effectuée. En outre, le système proposé s'appuyant sur un guide d'ondes permet un guidage des ondes élastiques générées par le TPP, sans pertes de rayonnement. Nous obtenons ainsi un système « auto-encapsulé » compatible avec la microélectronique.

Dans le chapitre suivant, nous allons analyser plusieurs structures utilisant différents substrats afin d'étudier les effets de guidage et les dérives en températures de la fréquence des dispositifs qui nous permettra d'établir des nouvelles particularités intéressantes de notre résonateur acoustique.

## Chapitre 3

# Simulations acousto-électriques : du TPP au guide d'ondes à base de TPP

Afin de valider le principe, optimiser la géométrie et identifier les matériaux idoines du nouveau résonateur guide d'ondes à base de TPP, nous proposons une analyse théorique du système effectuée à l'aide de nos outils de calculs.

Tout d'abord, nous présenterons dans une première partie, les outils de simulation permettant de modéliser des composants acoustiques (à ondes de surface, de volume ou d'interface). De plus, nous détaillerons certaines fonctionnalités intégrées dans nos calculs, comme la prévision des dérivées thermiques ou l'analyse des propriétés de dispersion harmonique des dispositifs étudiés.

Nous consacrerons une seconde partie à l'analyse des modes excités par des transducteurs polarisés périodiquement. Nous retiendrons particulièrement le niobate de lithium ainsi que le tantalate de lithium comme matériaux de transduction, et plus particulièrement les coupes ( $Z$ ) de ces matériaux unipolaires au sens de la ferroélectricité. Pour le guidage, nous considérerons particulièrement le silicium mais d'autres matériaux comme le diamant, le quartz, la silice seront également pris en compte.

Une troisième partie présentera les résultats des calculs concernant l'analyse des conditions d'excitation et de guidage des ondes au sein de guides à base de TPP. Nous identifierons des combinaisons de matériaux optimales pour l'excitation et le guidage d'ondes ainsi que la dérive en température de la fréquence des modes générés par TPP. Nous étudierons de façon détaillée la configuration de guidage par silicium afin d'extraire des points de fonctionnement optima, liés à la géométrie du TPP et d'en optimiser l'excitation (couplage, vitesse de phase, pureté spectrale).

### 3.1 Outils de simulation

Les modèles physico-mathématiques utilisés pour la simulation des composants à ondes de surface sont généralement très sophistiqués. Ils sont fondés sur la théorie de l'élasticité linéaire, compliquée par l'anisotropie des matériaux, la piézoélectricité et l'inhomogénéité des milieux d'excitation et de propagation des ondes. Ces modèles sont de deux types, soit « heuristiques », soit « exacts ». Les modèles heuristiques sont fondés sur des représentations phénoménologiques dont les fondements physiques ne sont pas totalement rigoureux, bien que généralement respectueux des principes de base (conservations de la charge électrique, de l'énergie, de la causalité, de la réciprocité de Lorentz). C'est le cas des modèles unidimensionnels appelés « matrice mixte » ou de son équivalent, appelé « COM » (pour « Coupling Of Modes »)[84]. C'est le cas aussi des modèles de prise en compte des modes transverses, de la diffraction, etc. Ces approches conduisent néanmoins à des résultats étonnamment proches de la réalité pour peu que l'on y introduise quelques perfectionnements. D'autres modèles utilisent des développements mathématiques sophistiqués, ainsi que des techniques numériques élaborées. Pour les simulations les plus exigeantes (prise en compte de tous les phénomènes), on utilise des méthodes de types « éléments finis » et « éléments de frontières » (fondées sur des formulations intégrales et des fonctions de Green, exposées par la suite). Nous pouvons simuler alors des composants à ondes de surface, de volume ou d'interface en se rapprochant au mieux de leurs natures et conditions de fonctionnement réelles. La combinaison de méthodes de simulations élaborées, de la connaissance précise des propriétés des matériaux et de la géométrie des transducteurs conduit à des accords simulation-mesure rarement rencontrés dans d'autres domaines industriels. Nous proposons dans les paragraphes qui suivent une revue des outils de simulation des composants acousto-électriques nécessaires à l'étape cruciale de conception des résonateurs à ondes élastiques guidées. Ce récapitulatif théorique a été tiré en partie des références [84, 85, 86] dans lesquelles le lecteur intéressé trouvera d'avantage d'explications, notamment sur l'établissement des équations.

#### 3.1.1 Éléments finis et de frontière

La méthode des éléments finis ou FEM en anglais (Finite Element Method) permet de résoudre un problème d'équations aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites bien définies, conformément au schéma de principe de la figure 3.1.

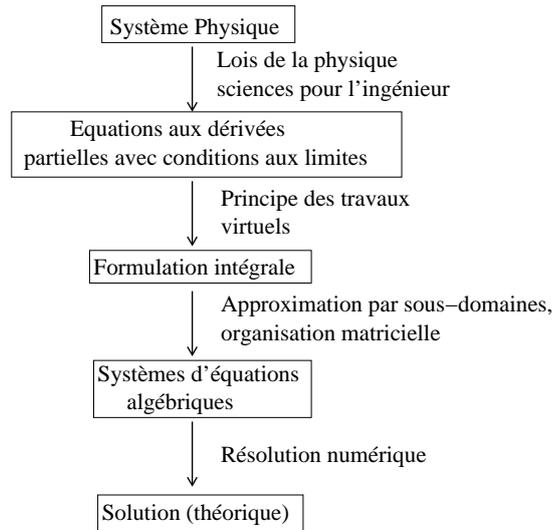


FIGURE 3.1 – La méthode des éléments finis

Ainsi, la théorie des éléments finis repose sur une expression globale de l'énergie du système, et sur la discrétisation de la structure étudiée en sous-éléments appelés éléments finis. Le principe variationnel décrit à chaque instant l'équilibre énergétique en tout point de la structure. La discrétisation est une projection sur une base fonctionnelle qui sous-entend que la vibration globale de la structure est obtenue par composition des vibrations d'un ensemble discret de points. Cette discrétisation est rendue nécessaire du fait que nous n'avons pas accès à une solution générale simple du problème car il n'en existe pas compte tenu de la complexité des géométries mises en œuvre [87]. Nous pallions ce problème en considérant la densité d'éléments du maillage suffisante pour approcher localement la solution du problème par une forme polynomiale. La solution en tout point du milieu est alors obtenue par interpolation en supposant les valeurs nodales du champ coïncidant à la solution vraie. Cette forme polynomiale permet alors le calcul pour chaque élément des contributions élémentaires aux matrices de masse et de raideur du problème complet, ainsi que le vecteur du second membre élémentaire. Allick et Hugues [88] ont été les premiers à appliquer la méthode des éléments finis à un solide piézoélectrique à l'aide d'une formulation globale en déplacements et potentiel. De cette façon, et en supposant la présence de vibrations monochromatiques, on obtient le système suivant :

$$\begin{pmatrix} K_{uu} - w^2 M_{uu} & K_{u\Phi} \\ K_{\Phi u} & K_{\Phi\Phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{u} \\ \Phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{F} \\ Q \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

où  $\vec{u}$  est le vecteur des déplacements nodaux et  $\Phi$  est le scalaire des potentiels nodaux.  $M_{uu}$  est la matrice de masse,  $K_{uu}$  la matrice de rigidité mécanique,  $K_{u\Phi}$  la matrice de couplage piézoélectrique et  $K_{\Phi\Phi}$  la matrice de rigidité diélectrique.

Les termes du second membre,  $\vec{F}$  et  $Q$ , sont respectivement le vecteur des charges nodales mécaniques et la charge électrique. Nous n'entrerons pas dans les détails de ces modèles de calcul, qui sont explicités de façon détaillée dans la thèse de M. Wilm [87].

La méthode des éléments de frontière ou BEM en anglais (Boundary Element Method), est également une méthode de résolution numérique. Elle se présente comme une alternative à la méthode des éléments finis voire une méthode complémentaire compte tenue de son adéquation au traitement de problèmes ouverts (milieux de rayonnements semi-infinis). Depuis plusieurs années, les développements d'éléments finis et de frontière mis en œuvre dans notre équipe de recherche reposent sur la bibliothèque *Modulef*, initialement développée par l'INRIA [89]. *Modulef* est une bibliothèque écrite en Fortran et relativement modulable dont nous n'avons conservé finalement que la norme de stockage des données et les modules de pré-traitement associés. Il a donc été possible d'introduire la notion de périodicité et de température dans le code initial de façon à pouvoir simuler la majeure partie des dispositifs réalisés dans notre équipe.

Afin de simuler les structures de guides d'ondes, il est nécessaire d'introduire les conditions aux limites du système, notamment la périodicité afin de simuler un transducteur dont la cohérence de phase est fixée par la périodicité, le potentiel électrique pour l'excitation du matériau et le rayonnement pour modéliser les structures de guidage. Ces notions seront abordées dans la partie suivante.

### 3.1.2 Conditions aux limites électriques, périodicité et rayonnement

Dans la plupart des cas, la résolution d'un problème physique réel passe par la possibilité de décrire les conditions aux limites correspondantes de la structure maillée par éléments finis. Nous allons définir les trois conditions aux limites que nous utilisons pour décrire nos structures de guides d'ondes, soit les conditions aux limites électriques, la périodicité et le rayonnement.

Les conditions aux limites électriques sont de diverses natures. On distingue les conditions de potentiel forcé (attaque en tension), de potentiel libre (circuit ouvert), de charge de courant sous impédance donnée et enfin de surface non métallisée pour laquelle on établit la continuité du déplacement électrique normal à l'interface. Les conditions aux limites électriques s'écrivent telles que [54, 85, 86] :

– pour une surface libre (non métallisée) :

$$(D_i^{solide} - D_i^{vide}) \left( \pm \frac{e}{2} \right) = 0, \quad (3.2)$$

– pour un potentiel  $\phi$  forcé :

$$\phi \left( \pm \frac{e}{2} \right) = V_{cte}, \quad (3.3)$$

– pour un potentiel libre :

$$\int_{Surface} Q dS = 0, \phi \left( \pm \frac{e}{2} \right) = Cte, \quad (3.4)$$

– pour une isopotentielle chargée par une impédance  $Z$  :

$$j\omega Z (D_i^{solide} - D_i^{vide}) \left( \pm \frac{e}{2} \right) = \phi \left( \pm \frac{e}{2} \right), \quad (3.5)$$

où  $\phi$  est le potentiel électrique,  $e$  la distance entre les deux électrodes et  $D_i$  le vecteur déplacement électrique.

La périodicité permet de reproduire périodiquement à l'infini une même structure maillée. Considérons une zone maillée avec des références de bord de la période notées  $\Gamma_A$  et  $\Gamma_B$ . Pour tenir compte de la périodicité du problème, on lie les degrés de liberté en chaque bord  $\Gamma_A$  et  $\Gamma_B$  de la période par la relation de phase suivante, qui suppose que ces derniers coïncident strictement en altitude [54] :

$$\begin{pmatrix} u_{\Gamma_B} \\ \phi_{\Gamma_B} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{\Gamma_A} \\ \phi_{\Gamma_A} \end{pmatrix} e^{-j2\pi\gamma}, \quad (3.6)$$

où  $u$  représente les déplacements mécaniques,  $\phi$  le potentiel électrique, et  $\gamma$  le paramètre harmonique d'excitation. Une structure excitée en  $\gamma = 1/2$  équivaut à une alternance de potentiel d'excitation  $+V/-V$ , tel que pour les transducteurs à peignes interdigités et une structure excitée en  $\gamma$  entier correspond à une excitation en phase sur tout le réseau.

Afin de définir le rayonnement, nous allons supposer une surface plane au travers de laquelle le transducteur rayonne dans un milieu ouvert stratifié à interfaces planes, auquel est associée une fonction de Green reliant déplacements et contraintes surfaciques. La fonction de Green de surface est une grandeur rendant compte de la réponse impulsionnelle en déplacements et potentiel électrique de la surface à une sollicitation en contraintes ou en charge. L'influence de ce milieu sur le transducteur est obtenue par intégration sur la surface de rayonnement. Le transducteur étant simulé de façon numérique (par éléments finis), on raccorde l'intégrale de rayonnement au problème discret en introduisant la notion d'éléments de frontière au niveau du second membre de la formulation variationnelle [87]. En pratique les fonctions de Green sont calculées numériquement par la méthode de la matrice de diffusion

[90, 91]. Cette méthode est dédiée à l'analyse des structures homogènes multi-couches piézoélectriques, fluides et métalliques, par exemple nos guides d'ondes avec la prise en compte des substrats de guidage. Les deux méthodes de calculs exploitant respectivement les fonctions de Green pour la zone homogène et les éléments finis pour la zone inhomogène sont ensuite recombinaées de façon à obtenir la charge et les déplacements des structures considérées [87]. Cet outil se révèle indispensable pour simuler nos dispositifs ainsi que pour envisager d'autres structures. De même, par ce calcul, nous avons accès à l'admittance harmonique de nos dispositifs qui nous permettra de comparer théorie et mesures expérimentales, celles-ci étant obtenues à l'aide de l'analyseur de réseau (cf. chapitre 5).

Afin d'étudier la dispersion en fréquence des modes excités lors de variations en température, il est indispensable d'intégrer une routine de calcul aux codes existants. En effet, l'obtention d'un oscillateur stable en fréquence dépend de la stabilité de son résonateur et celle-ci est liée à la sensibilité en fréquence du mode à la température, la pression, etc. La partie suivante traitera la mise en œuvre d'un outil permettant d'estimer la dérive en fréquence des ondes lorsque la structure est soumise à des variations de température.

### 3.1.3 Prise en compte des effets de température dans les calculs d'éléments finis et de frontières

La prise en compte des effets de température a été intégrée dans nos logiciels d'éléments finis et de frontière pour prévoir les dérives en température de la fréquence de nos dispositifs. Le code s'appuie sur l'approche dite de Campbell et Jones [92]. Elle consiste à calculer, pour chaque température, les constantes effectives du matériau selon une décomposition en développement de Taylor. La géométrie de la structure évolue ainsi avec la température. Ce phénomène perturbe le comportement acousto-électrique du système et provoque inévitablement une dérive de la fréquence de synchronisme des ondes générées. La variation relative de fréquence est la résultante de deux contributions autour de la température de référence  $T_0=25^\circ\text{C}$  :

- la variation relative de vitesse :

$$\frac{\partial v(T)}{v} = \frac{v(T) - v(T_0)}{v(T_0)} \quad (3.7)$$

- la variation relative de distance de propagation :

$$\frac{\partial \lambda(T)}{\lambda} = \frac{\lambda(T) - \lambda(T_0)}{\lambda(T_0)} \quad (3.8)$$

On rappelle que

$$F = \frac{v}{\lambda}, \quad \text{d'où} \quad \frac{\Delta F(T)}{F} = \frac{\Delta v(T)}{v} - \frac{\Delta \lambda(T)}{\lambda}. \quad (3.9)$$

De la même façon,

$$v = \sqrt{\frac{c}{\rho}}, \quad \text{d'où} \quad \frac{\Delta c(T)}{c} = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta c(T)}{c} - \frac{\Delta \rho(T)}{\rho} \right), \quad (3.10)$$

où  $c$  représente la constante élastique et  $\rho$  la masse volumique.

À chaque point de température, le problème électromécanique est résolu en modifiant simplement les constantes physiques effectives et la masse volumique des matériaux constituant la structure. Pour cela, il est nécessaire de connaître les coefficients de sensibilité de toutes les constantes à la température et les coefficients de dilatation des matériaux dans les trois directions de l'espace tels que :

$$c_{ijkl}(T) = c_{ijkl}(T_0) \sum_{n=0}^N \frac{1}{c_{ijkl}(T_0)} \frac{\partial^{(n)} c_{ijkl}}{\partial T} (T - T_0)^n = \sum_{n=0}^N K_{ijkl}^{(n)} \Delta T^n \quad (3.11)$$

$$L_{x_i}(T) = \sum_{n=0}^N \frac{\partial^{(n)} L_{x_i}}{\partial T} (T - T_0)^n = \sum_{n=0}^N \eta_{x_i}^{(n)} \Delta T^n \quad (3.12)$$

avec  $L_x$  la longueur selon les directions d'espace  $x_i$ . Les coefficients de sensibilités  $K^{(n)}$  et de dilatation  $\eta^{(n)}$  sont déterminés expérimentalement et disponibles dans la littérature jusqu'à l'ordre  $n=3$  pour le quartz ou la langasite,  $n=2$  ou  $n=1$  seulement pour la majorité des autres matériaux (tantalate, niobate, silice, etc. [93]). Quant à la masse volumique, elle est reliée à la dilatation de la maille élémentaire  $V_{me}(T)$  du cristal telle que :

$$\rho(T) = \frac{\rho(T_0)V_{ol}(T_0)}{V_{ol}(T)} \quad \text{et} \quad V_{me}(T) = L_{x_1} \cdot L_{x_2} \cdot L_{x_3}. \quad (3.13)$$

De cette façon, la fréquence de résonance du résonateur pour un mode donné est recalculée en chaque point de température afin d'établir une loi fréquence-température analytique. Il faut toutefois ne pas cacher la principale faiblesse du modèle. Ce modèle mélange les effets linéaires et non linéaires et ne recourt pas à des tenseurs invariants par rotation tensorielle. Il n'est donc précis que pour les coupes au voisinage desquelles les constantes effectives ont été mesurées. De plus, pour des structures associant une zone maillée à une structure calculée par les fonctions de Green (tel est le cas dans les guides d'ondes), la dilatation dans les deux directions du plan du système est imposée sur les références du maillage. Cette hypothèse est vérifiée pour les films minces sur substrat épais mais tombe à priori en défaut pour des couches d'épaisseur commensurables. Ainsi, nous devons choisir si

le maillage va se dilater suivant les constantes effectives du matériau du maillage ou suivant celles du matériau de rayonnement. Ainsi, nous ne prenons pas en compte les effets des contraintes thermodifférentielles. Il faudrait ajouter des termes dans la loi de Hooke généralisée pour simuler également le comportement thermoélastique de ces structures. Il est bon d'indiquer cette limitation, tout en considérant malgré tout que le modèle décrit ci-dessus fournit des valeurs réalistes pour la plupart des configurations de base (ondes de volume ou de surface) et également pour des structures guides d'ondes lorsque la partie homogène ou inhomogène est favorisée. A partir de cette analyse, on peut établir une loi fréquence-température régie par la forme suivante :

$$\frac{\Delta f}{f} = {}^\theta \alpha (T - T_0) + {}^\theta \beta (T - T_0)^2 + {}^\theta \gamma (T - T_0)^3. \quad (3.14)$$

où l'on retrouve les Coefficients de Température de la Fréquence (CTF en français ou TCF en anglais, Temperature Coefficient of Frequency) des premier, deuxième et troisième ordres. Cette méthode a été mise en œuvre pour calculer les CTF des ondes élastiques de dispositifs acoustiques [90, 52].

Un dernier outil de simulation va nous permettre d'étudier la dispersion harmonique de structures périodiques. En effet pour réaliser un résonateur, il faut une cavité résonnante. En acoustique, nous étudierons l'existence d'une bande d'arrêt pour statuer sur les possibilités de faire résonner la structure.

### 3.1.4 Outil de calcul de la dispersion harmonique

Après avoir obtenu l'admittance harmonique de la structure par les modèles d'éléments finis et de frontière, nous pouvons extraire de cette dernière plusieurs informations sur l'excitation et le guidage des ondes. En particulier, pour les modes ou pseudo-modes du guide, on peut caractériser la bande de fréquence correspondant aux conditions de Bragg pour lesquelles le réseau diffracte les ondes incidentes. En effet, la courbe de dispersion est notoirement affectée au voisinage des conditions de synchronisme et présente un comportement non-linéaire dans une bande de fréquence donnée. Cette bande de fréquence souvent appelée bande d'arrêt correspond à un régime macroscopique pour lequel l'onde voit son énergie décroître exponentiellement le long du réseau, ce qui mathématiquement se concrétise par une partie imaginaire non nulle du vecteur d'ondes effectif. Pour effectuer cette extraction de paramètres, nous considérons une forme isomorphe de l'admittance harmonique au voisinage de la singularité que nous souhaitons caractériser. Cette fonction fait apparaître un certain nombre de caractéristiques à identifier en fonction des variables

du problème, la fréquence et le coefficient d'excitation. Nous proposons en annexe B les formulations permettant de calculer les propriétés de diffraction dans diverses structures.

Maintenant que nous avons introduit les principaux outils de simulation mis à notre disposition, nous allons les exploiter pour caractériser dans un premier temps les transducteurs polarisés périodiquement sur niobate et tantalate de lithium puis dans un second temps, divers guides d'ondes à base de TPP.

## 3.2 Simulations de Transducteurs Polarisés Périodiquement

### 3.2.1 Modélisation d'un TPP : définition du maillage

Un transducteur polarisé périodiquement est défini géométriquement par une période ( $p$ ) égale à sa longueur d'onde acoustique, une épaisseur ( $e$ ), une ouverture acoustique ( $l$ ) et une longueur ( $L$ ) comme présenté sur la figure 3.2. Les électrodes excitant le matériau ferroélectrique ne sont pas présentées sur le dessin. Elles sont déposées sur la totalité des faces supérieure et inférieure du matériau pour une excitation à  $\gamma$  entier (deux potentiels distincts, ici  $0/+V$ ).

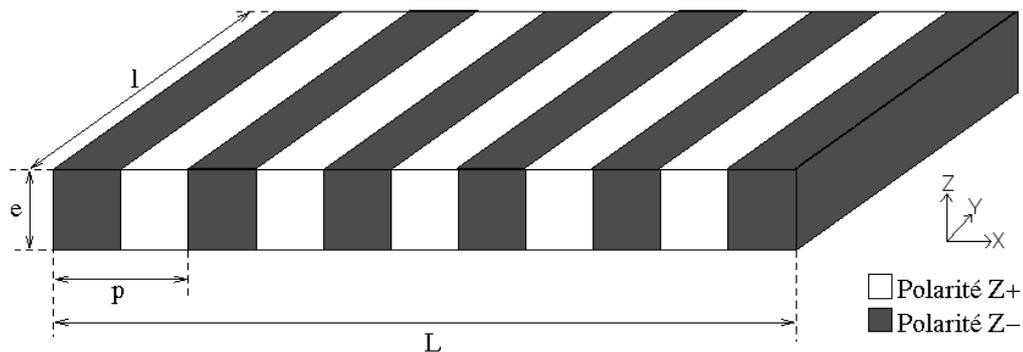


FIGURE 3.2 – Représentation schématique d'un transducteur polarisé périodiquement avec ses grandeurs géométriques caractéristiques

En supposant une ouverture acoustique très grande devant la longueur d'onde (10 fois minimum), une analyse bidimensionnelle de cette structure simplifie les calculs et permet de gagner du temps de simulation. Le maillage consiste alors à assembler deux rectangles représentant deux domaines de polarité opposée pour modéliser une période du TPP. Nous présentons ce maillage tel que utilisé dans nos simulations sur la figure 3.3.

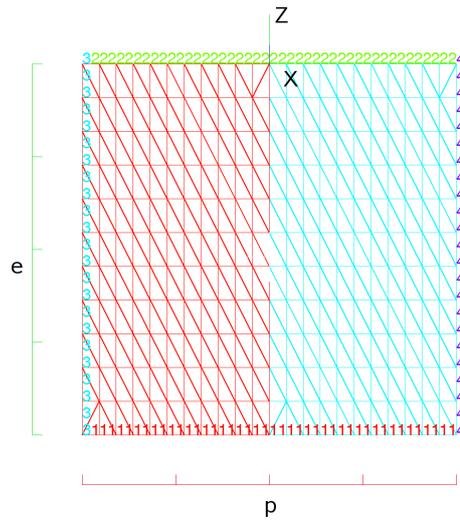


FIGURE 3.3 – Maillage type d'un TPP, avec les paramètres épaisseur ( $e$ ) et période ( $p$ ) modifiables

Le maillage de cette zone est obligatoire, car bien qu'il s'agisse du même matériau, cette partie présente des propriétés piézoélectriques hétérogènes. En effet, le changement de polarité modifie certaines propriétés intrinsèques du matériau. C'est pourquoi, un domaine polarisé  $Z+$  correspond à la coupe  $(YXl)/90$  selon la norme IEEE [94] alors que le second, de polarité opposée  $Z-$ , est de coupe  $(YXl)/-90$ . C'est pour cette raison que chaque domaine a sa propre couleur sur le schéma de la figure 3.3. Les numéros visibles sur les bords du maillage sont des références caractéristiques des conditions appliquées sur les limites. Dans notre cas, les références notées « 1 » et « 2 » correspondent à l'application d'un champ électrique et les références notées « 3 » et « 4 » sont représentatives de la périodicité. La formulation des intégrales de frontière repose avant tout sur un calcul périodique : on considère que la structure maillée est répétée périodiquement pour former un réseau infini. Dans ce cas, l'excitation électrique est supposée harmonique. Chacun des éléments du réseau est alors porté au potentiel :

$$V_n = V_0 \exp(-2j\pi\gamma) \quad (3.15)$$

où  $V_0$  est le potentiel de l'élément de référence,  $V_n$  celui de l'élément considéré, et  $\gamma$ , le paramètre d'excitation harmonique permettant de décrire la manière dont la structure est excitée. Dans notre cas,  $\gamma$  doit être choisi entier car tout le réseau doit être excité en phase. Arbitrairement, dans nos simulations, nous avons choisi une différence de potentiel de 1 V et pour ce faire, nous avons fixé la référence « 1 » à la masse et la référence « 2 » à 1 V.

Pour définir au mieux la structure maillée, nous avons employé des éléments triangulaires utilisant une interpolation de Lagrange de degré 2. Ce maillage est à la

fois valable pour le niobate de lithium et le tantalate de lithium car les coupes de matériaux sont identiques (coupe cristallographique Z). Avant de débiter les études approfondies sur les TPPs, nous allons essayer d'ajuster au mieux la densité du maillage. Il ne doit pas être trop dense pour un gain de temps de calcul mais suffisant pour converger vers la fréquence de synchronisme des modes et donc respecter les règles de discrétisation de Shannon-Nyquist. Arbitrairement, le TPP étudié est en niobate de lithium avec une épaisseur ( $e$ ) de 500  $\mu\text{m}$  et une période ( $p$ ) de 50  $\mu\text{m}$ . Le maillage correspondant est présenté sur la figure 3.4(a).

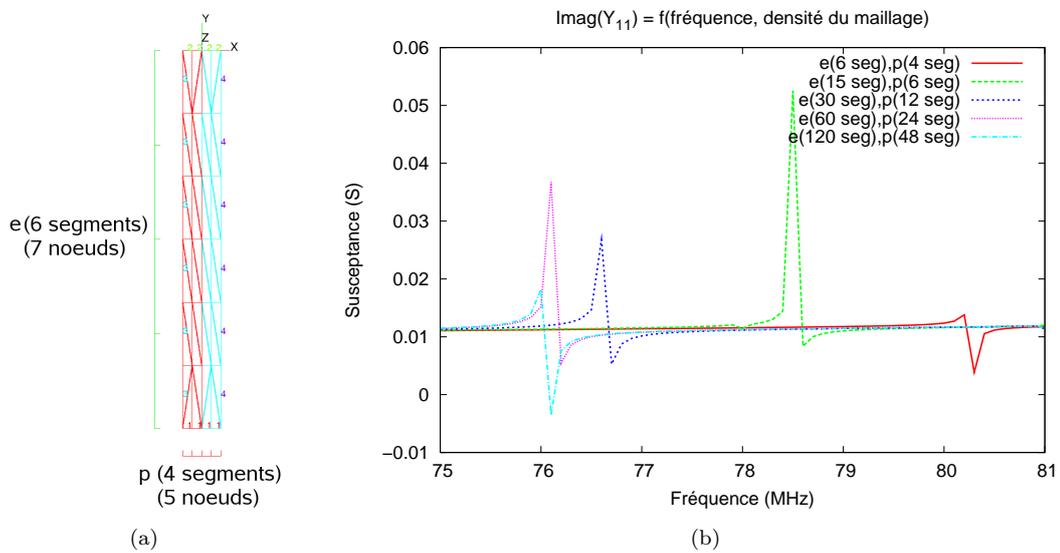


FIGURE 3.4 – (a) Schéma représentant le maillage d'un TPP d'épaisseur ( $e$ ) 500  $\mu\text{m}$  définie par 6 segments, 7 nœuds et de période ( $p$ ) 50  $\mu\text{m}$  définie par 4 segments, 5 nœuds, (b) partie imaginaire de l'admittance harmonique, centrée sur un mode, d'un TPP en niobate de lithium ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) pour différentes densités de maillage

La figure 3.4(b) présente la partie imaginaire de l'admittance harmonique (la susceptance  $B$ ) de cette structure, centrée sur un mode, pour différentes densités de maillage. Nous observons une stabilité en fréquence du mode lorsque le maillage se densifie. Cependant, avec un processeur de 1,2 GHz d'horloge, la simulation du maillage le plus dense prend 24 heures pour seulement 60 points de fréquence. Un bon compromis entre le temps de calcul et la précision fréquentielle du mode est le maillage défini par 30 segments pour l'épaisseur et 12 pour la période. Dans ce cas, la simulation prend environ 10 minutes. Lors d'une modification de la géométrie de la zone maillée, il suffit d'adapter la densité du maillage en fonction de ce résultat.

Une fois le maillage défini, il nous est possible de simuler n'importe quelle structure, qu'elle soit purement piézoélectrique, telle que les transducteurs que nous avons fabriqués pour valider notre principe d'excitation ou qu'il s'agisse des guides d'ondes, ceux-ci nécessitant l'ajout d'un substrat pris en compte par les conditions de rayonnement. Nous commencerons par l'étude des TPPs pour finir sur les guides d'ondes.

### 3.2.2 Cas particulier de TPP en niobate ou tantalate de lithium

Pour simuler un transducteur polarisé périodiquement sur niobate ou tantalate de lithium, seul le maillage de base, étudié précédemment, est nécessaire et nous donne accès, grâce aux calculs fondés sur les éléments finis périodiques, à l'admittance harmonique des dispositifs. On peut ainsi déterminer quels modes sont excités, leur fréquence de synchronisme, leur couplage électromécanique et les pertes associées. De plus, l'outil de calcul des effets thermiques nous permet d'estimer les dérives en température de la fréquence des TPPs étudiés. Les analyses suivantes sont réalisées avec un maillage de TPP de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de 50  $\mu\text{m}$  de période. Le choix de ces grandeurs géométriques provient :

- pour l'épaisseur, de la contrainte lors de l'achat du matériau ferroélectrique. Le niobate de lithium de coupe Z est acheté à une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$  chez « Roditi », revendeur de « Yamaju Ceramics » et le tantalate de lithium de coupe Z chez « Red Optronics », également à une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$ .
- pour la période, le choix est arbitraire car celle-ci joue uniquement sur la fréquence d'excitation des modes selon la formule de première approximation suivante [85, 86] :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (3.16)$$

avec  $\lambda$ , la longueur d'onde du transducteur (en m),  $c$  la célérité du mode (en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et  $\nu$  la fréquence de synchronisme du mode (en Hz). Néanmoins, afin de valider le principe technologiquement, nous préférons une période assez grande, plus facile à réaliser par les techniques de photolithographie classique, que nous fixons à 50  $\mu\text{m}$ .

#### 3.2.2.1 Simulations par éléments finis de TPPs en niobate ou tantalate de lithium

Nous allons étudier les admittances harmoniques de TPPs en niobate ou tantalate de lithium en mettant en avant les modes excités, leur fréquence de synchronisme ainsi que leur couplage électromécanique. Les admittances harmoniques des TPPs ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) en niobate et tantalate de lithium sont présentées respectivement en figure 3.5 et 3.6.

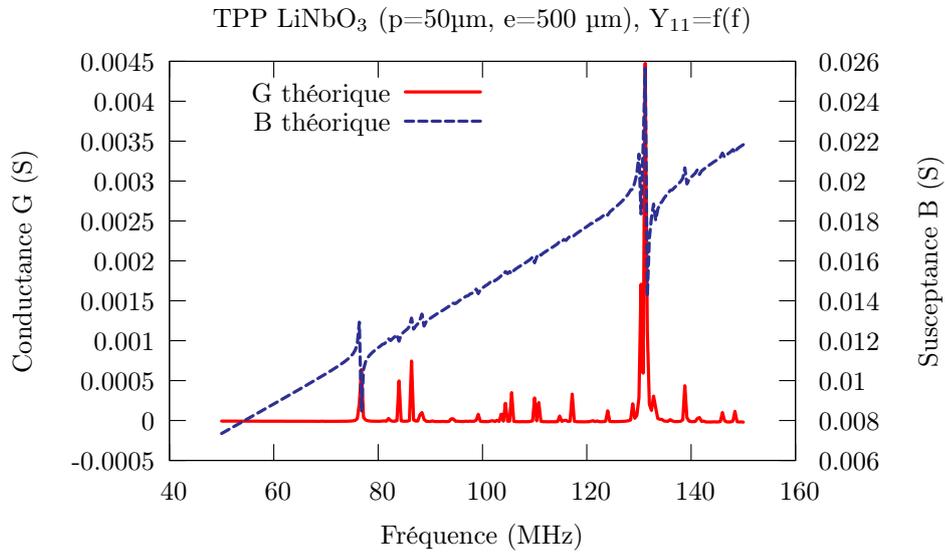


FIGURE 3.5 – Admittances harmoniques d'un TPP d'épaisseur 500 μm et de période 50 μm sur niobate de lithium

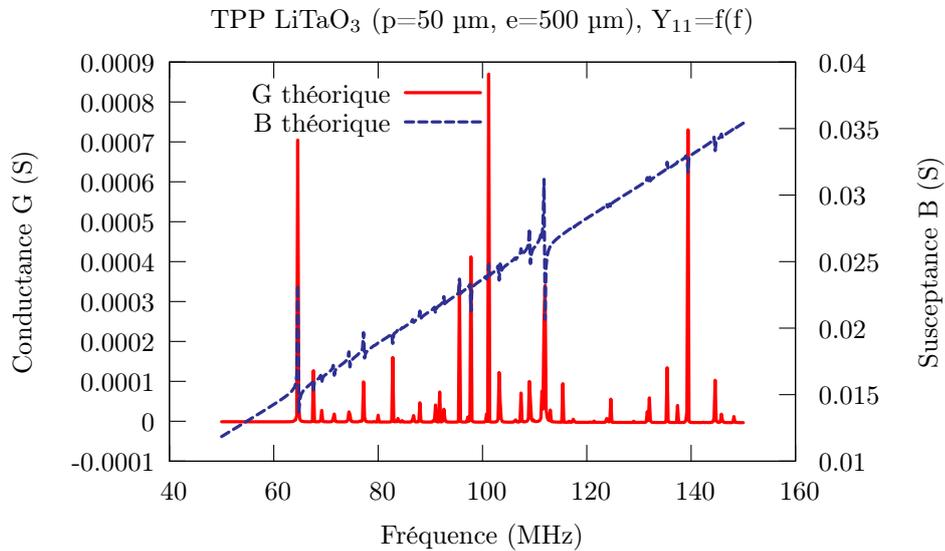


FIGURE 3.6 – Admittances harmoniques d'un TPP d'épaisseur 500 μm et de période 50 μm sur tantalate de lithium

Quel que soit le matériau, deux contributions ressortent clairement. Pour le niobate de lithium, le premier mode est excité à une fréquence de 76 MHz (soit une vitesse de phase de  $3800 \text{ m.s}^{-1}$ ) et le second à 131 MHz (soit  $6550 \text{ m.s}^{-1}$ ). Pour le tantalate de lithium, nous retrouvons deux modes à des fréquences plus faibles : le premier à 65 MHz (soit  $3250 \text{ m.s}^{-1}$ ) et le second à 112 MHz (soit  $5600 \text{ m.s}^{-1}$ ).

On notera au passage la très grande densité de modes de ces structures qui les rend difficilement exploitables en l'état.

Notre outil de simulation nous permet de visualiser l'allure des modes excités afin de déterminer la polarisation des ondes générées. Nous présentons en figure 3.7, l'allure des deux modes excités par un TPP en niobate de lithium. Les modes sur tantalate de lithium sont de mêmes polarisations que sur niobate de lithium.

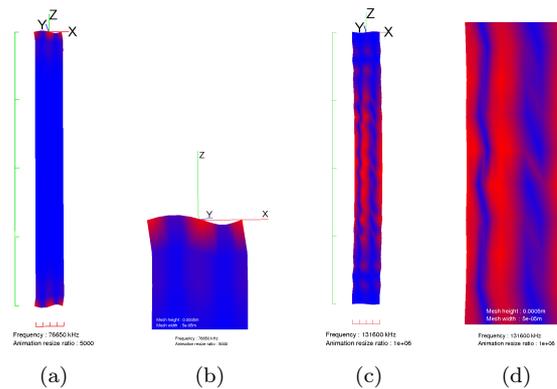


FIGURE 3.7 – (a) Mode à dominante elliptique avec zoom (b), (c) mode purement longitudinal avec zoom (d), obtenus pour un TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) en niobate de lithium

Le premier mode peut être comparé aux ondes de Lamb [85] car contrairement aux ondes de Rayleigh excitées par IDTs qui sont des ondes de surface, les ondes de Lamb sont des modes de plaque. En effet, les ondes de Lamb sont générées suivant la direction de propagation par les multiples réflexions des ondes longitudinales et transversales sur les faces supérieure et inférieure de la plaque. Il en existe deux familles : les modes antisymétriques où la vibration de la plaque est antisymétrique par rapport au plan médian et les modes symétriques où la vibration de la plaque est symétrique par rapport au plan médian. Une représentation de ces deux familles de mode est reportée en figure 3.8.

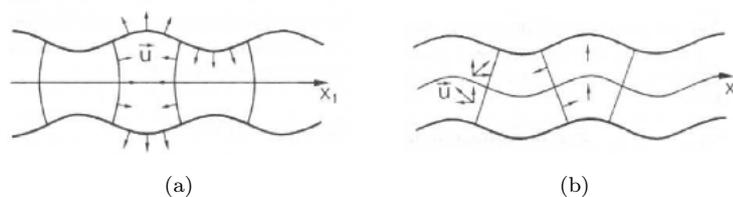


FIGURE 3.8 – Onde de Lamb : (a) Mode symétrique - (b) Mode antisymétrique [85]

Dans notre cas, le premier mode excité est un mode symétrique, avec une déformation du matériau suivant les axes Z et X. Par la suite, nous nommons ce mode, un mode elliptique. En effet, compte tenu de la nature symétrique de notre structure, nous nous attendons à voir l'excitation de ce type de mode favorisé.

Le second mode est de polarisation longitudinale. En effet, une onde est longitudinale lorsque le déplacement des points du milieu de propagation s'effectue dans la même direction que celle de la propagation (un exemple simple de la propagation d'une onde longitudinale se retrouve lors de la compression et l'extension d'un ressort). Sur les figures 3.7(c,d), nous observons que le déplacement et la polarisation sont selon l'axe X, ainsi le mode est bien longitudinal. Pour une étude plus détaillée de ce mode, notamment sur sa découverte, il est possible de se référer à la thèse d'Emilie Courjon [52]. Nous pouvons néanmoins noter sa vitesse de phase très élevée,  $6500 \text{ m.s}^{-1}$  pour le niobate et  $5600 \text{ m.s}^{-1}$  pour le tantalate de lithium. Ce résultat est de bonne augure pour la conception de résonateur à haute fréquence.

Intéressons-nous maintenant au coefficient de couplage électromécanique. Celui-ci caractérise les phénomènes de conversion d'énergie électrique en énergie acoustique. Ce coefficient est une mesure de la capacité du système (ou matériau) à faire passer une partie de l'énergie électrique en énergie acoustique et inversement. Dans le cas du couplage capacitif, de la magnétostriction ou de l'électrostriction, le coefficient de couplage dépend majoritairement du champ statique appliqué. Dans le cas d'un matériau piézoélectrique, le coefficient de couplage dépend du matériau, de la coupe cristalline et du type d'onde propagé. Bon nombre de matériaux utilisés pour les composants SAW et BAW sont en fait des matériaux ferroélectriques polarisés (tantalate et niobate de Lithium). Dans le domaine des ondes de surface, une estimation réaliste de ce coefficient de couplage dénommé  $k^2$  est donnée par [85] :

$$k^2 = \frac{\nu_0^2 - \nu_m^2}{\nu_0^2}, \quad (3.17)$$

où  $\nu_0$  est la vitesse de l'onde en surface libre et  $\nu_m$  la vitesse de l'onde en surface métallisée (à épaisseur de métal nulle).

Si nous passons cette formule en une variation de fréquence en supposant la longueur d'ondes constante, nous obtenons :

$$k^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2, \quad (3.18)$$

avec  $f_r$ , la fréquence de résonance correspondant à la fréquence de la conductance maximale du mode étudié et  $f_a$ , la fréquence d'anti-résonance égale à la fréquence de la résistance maximale de ce même mode.

Par ce calcul, nous obtenons un couplage électromécanique de 0,1 % pour les deux modes excités par un TPP en niobate de lithium et de 0,05 % pour ceux excités par un TPP en tantalate de lithium. Ces coefficients de couplage sont équivalents au coefficient de couplage d'ondes de Rayleigh sur quartz (environ 0,1 % [54]). En ce qui concerne les contributions mineures aux alentours des deux modes principaux, elles correspondent à des modes de polarisation complexe impliquant du cisaillement qui ne trouvent pas d'utilité dans nos applications, car elles sont peu couplées ( $k^2 < 0,1 \%$ ).

Une dernière étude sur le comportement de ces modes vis à vis de la température va nous permettre d'estimer une dérive en température (CTF) de ces modes pour les deux matériaux ferroélectriques.

### 3.2.2.2 Simulations en température

En acoustique, quelle que soit l'application visée, il est important de connaître la dérive thermique de la fréquence des dispositifs. En effet, si nous devons réaliser un capteur thermique ou encore des résonateurs ultra-stables, nous devons être en mesure de pouvoir estimer théoriquement leur dérive thermique. Pour ce faire, nous calculons l'admittance harmonique de nos TPPs sur niobate et tantalate de lithium pour différentes températures allant de 298 à 323 K par pas de 5 K. En effet, comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, nous avons intégré dans les logiciels d'analyse une fonctionnalité simplifiée de prévision des dérives thermiques fondée sur une dilatation des matériaux. Nous présentons en figure 3.9 la susceptance du mode elliptique pour différentes températures d'une structure utilisant un TPP en niobate de lithium. Les résultats sont similaires pour l'autre mode (mode longitudinal) et sur tantalate de lithium.

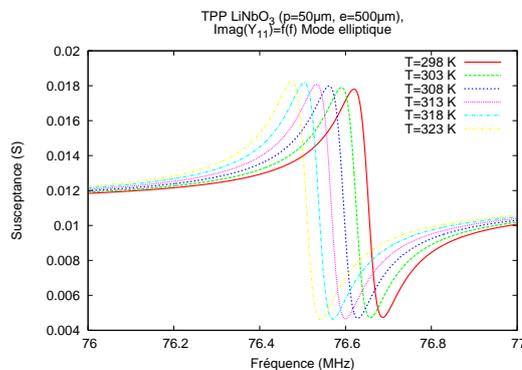


FIGURE 3.9 – Susceptances harmoniques du mode elliptique calculées pour différentes températures d'un TPP en niobate de lithium ( $p = 50 \mu\text{m}$ ,  $e = 500 \mu\text{m}$ )

À partir de ces résultats, nous pouvons estimer la dérive en température de chaque mode (en ppm/K) grâce à la relation suivante :

$$CTF = \frac{1}{\Delta T} \frac{f_n - f_0}{f_0} 10^6, \quad (3.19)$$

avec  $f_n$  correspondant aux fréquences de résonance du mode étudié pour chaque température, si la dérive est linéaire.

Pour déterminer ce coefficient, nous traçons la sensibilité en fréquence des modes (exprimée en ppm) en fonction de la température (exprimée en Kelvin). Le coefficient directeur de la droite obtenue correspond au CTF. La figure 3.10 présente respectivement la sensibilité en fonction de la température des modes excités par un TPP en niobate de lithium et ceux excités par un TPP en tantalate de lithium.

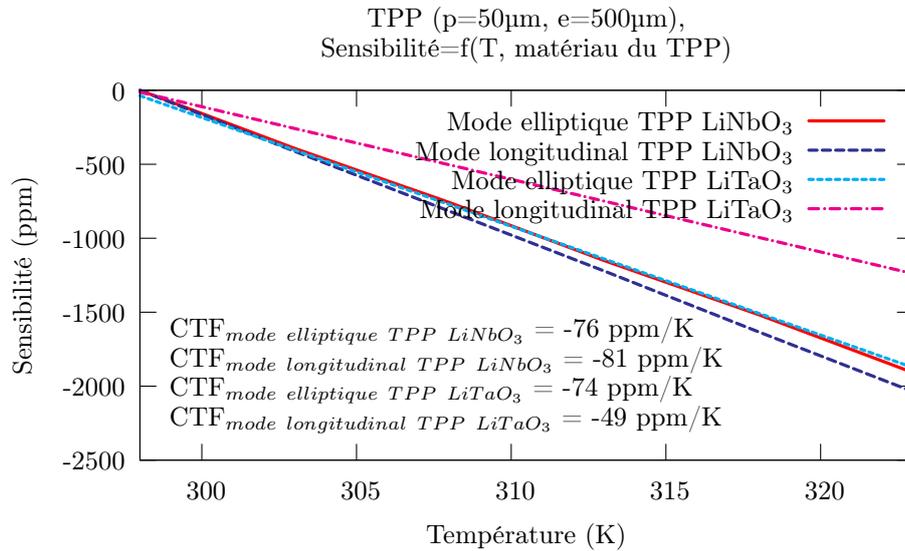


FIGURE 3.10 – Dérives en température des principaux modes d'un TPP ( $p = 50 \mu\text{m}$ ,  $e = 500 \mu\text{m}$ ) en niobate et tantalate de lithium

Nous remarquons que les CTF des modes elliptique et longitudinal d'un TPP en niobate de lithium sont proches (-81 ppm/K pour le mode elliptique et -76 ppm/K pour le mode longitudinal) et semblables aux valeurs trouvées dans la littérature [95] alors que ceux dans le tantalate sont considérablement différents (-74 ppm/K pour le mode elliptique et seulement -49 ppm/K pour le mode longitudinal). Ainsi ces matériaux ont une maille cristalline identique, des propriétés piézoélectriques semblables mais des constantes effectives suivant la température notablement différentes.

Toutes ces simulations nous indiquent que le principe de transducteurs à base de domaines alternés donne les résultats escomptés et permet également d'exciter une

onde (l'onde longitudinale) ayant une vitesse de phase relativement élevée qui ne peut être excitée aisément à l'aide de peignes interdigués classiques. Ces deux matériaux sont néanmoins très sensibles à la température. Il est alors impératif de trouver une solution permettant de réduire ce CTF. Une des approches est le double report de ces matériaux piézoélectriques sur un autre substrat peu sensible à la température. Pour simuler ces structures, nous nous sommes servis à la fois des éléments finis et des éléments de frontière à base de fonctions de Green. Cette étude est détaillée dans la partie suivante.

### 3.3 Simulations de guides d'ondes à base de TPPs

Dans la partie précédente, nous avons mis en avant l'existence des deux modes principalement générés par un transducteur polarisé périodiquement. Ces modes, l'un elliptique et l'autre longitudinal, possèdent des couplages inférieurs au pourcent et des dérives en température supérieures à -50 ppm/K.

Cette partie consiste à analyser un nouveau concept de résonateur fondé sur le report d'un matériau ferroélectrique entre deux substrats qui auront pour but de guider les modes, consolider la structure et diminuer les dérives thermiques. Nous allons tout d'abord présenter la modélisation de ce type de structure par nos outils de simulation. Nous étudierons ensuite les propriétés de dispersion et de dispersion harmonique d'un guide d'onde composé par un TPP en niobate ou tantalate de lithium sur du silicium. Cette configuration correspond à l'étude expérimentale effectuée dans le chapitre 5. Enfin, nous testerons d'autres matériaux de guidage pour nos guides d'ondes afin d'étudier leur comportement vis à vis de la température et leurs effets de guidage.

#### 3.3.1 Modélisation de guide d'ondes à base de TPP : Maillage et rayonnement

Nous proposons sur la figure 3.11 un schéma de guide d'ondes à base de TPP. Nous retrouvons le TPP précédemment étudié avec de part et d'autre un matériau de guidage plan et homogène.

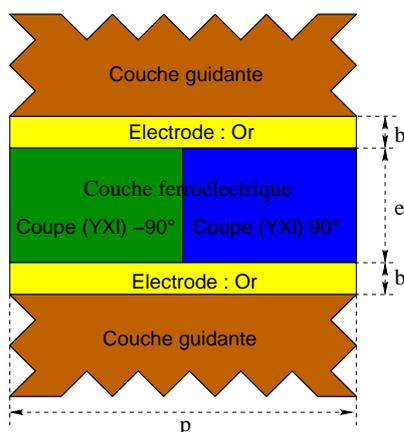


FIGURE 3.11 – Schéma du guide d'ondes à base de TPP

La modélisation de cette structure doit prendre en compte la partie non homogène du problème (le TPP) et la partie homogène (les matériaux de guidage). Nous utilisons un maillage pour simuler par éléments finis les TPPs (figure 3.12(a)) et les éléments de frontière à base de fonctions de Green pour modéliser les substrats de guidage (figure 3.12(b, c)).

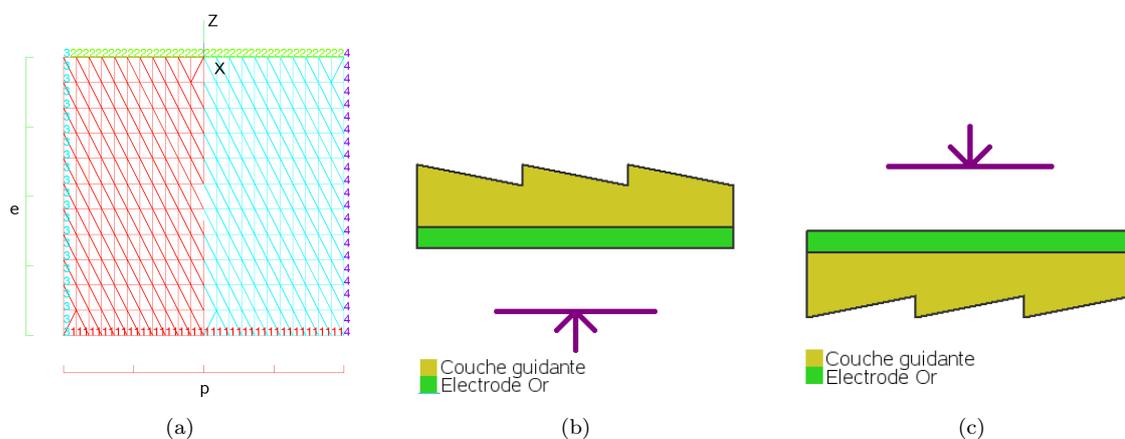


FIGURE 3.12 – (a) Maillage type d'un TPP pour un calcul fondé sur les éléments finis et schémas des matériaux de guidage pour le calcul par éléments de frontière à base de fonction de Green tels que figurés au sein du logiciel, (b) rayonnement en milieu supérieur à appliquer sur la référence « 2 » et (c) rayonnement en milieu inférieur à appliquer sur la référence « 1 »

La couche en or sert d'électrode pour exciter le matériau piézoélectrique ainsi que de liant entre les matériaux de guidage et le TPP. Nous avons fixé l'épaisseur de cette couche à 250 nm. Nous allons appliquer sur les références du maillage du TPP, en plus des conditions de périodicité sur les références « 3 » et « 4 » et de potentiel

sur les références « 1 » et « 2 », des conditions de rayonnement sur les références « 1 » et « 2 ». Nous avons opté, pour des substrats de guidage semi-infinis afin de caractériser les propriétés intrinsèques des modes qui nous intéressent ; le caractère finis des substrats suscitant des modes parasites rendant cette analyse difficile.

Nous allons maintenant étudier les propriétés de dispersion et de diffraction ainsi que le CTF d'un guide d'ondes de type silicium/TPP/silicium car le silicium est très utilisé en micro-électronique, donc bien maîtrisé en technologie de fabrication et bon marché.

### 3.3.2 Etude des propriétés de dispersion de la structure Si/TPP/Si

Cette partie est consacrée à l'étude du comportement des ondes élastiques dans la structure silicium/TPP/silicium lorsque nous modifions l'épaisseur ( $e$ ) et la période ( $p$ ) du transducteur. La structure de base étudiée est présentée sur la figure 3.11 avec pour couche guidante du silicium de coupe XY semi-infini.

Tout d'abord, nous allons étudier les effets de guidage de cette structure, pour un TPP en niobate de lithium de période  $50\ \mu\text{m}$  et d'épaisseurs  $500, 50, 30, 15$  et  $10\ \mu\text{m}$ . Les admittances harmoniques résultantes sont présentées sur la figure 3.13. Les résultats sont similaires avec un TPP en tantalate de lithium.

La figure 3.13(a) illustre l'admittance harmonique obtenue pour un TPP de  $500\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Nous remarquons, dans ce cas, une contribution principale excitée à  $131\ \text{MHz}$  (soit  $6550\ \text{m.s}^{-1}$ ). Si nous la comparons aux modes excités par le transducteur seul, à cette même fréquence, nous trouvons un mode purement longitudinal (cf. partie 3.2.2.1). Grâce à notre outil de simulation, nous avons vérifié que sa polarisation était purement longitudinale, ainsi nous retrouvons le mode excité par un transducteur seul. Cependant, l'onde à polarisation elliptique ne peut pas être générée dans les configurations guides d'ondes car les matériaux de guidage contraignent le TPP en surface. En effet, nous avons vu que l'onde elliptique a une composante suivant l'axe Z et déforme le matériau en surface, alors que l'onde longitudinale suit l'axe X et sa déformation est dans le volume.

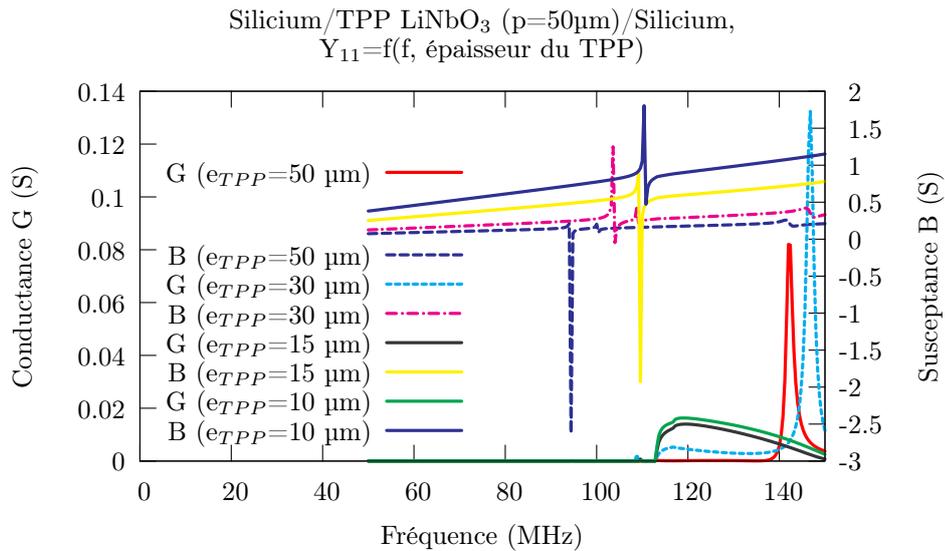
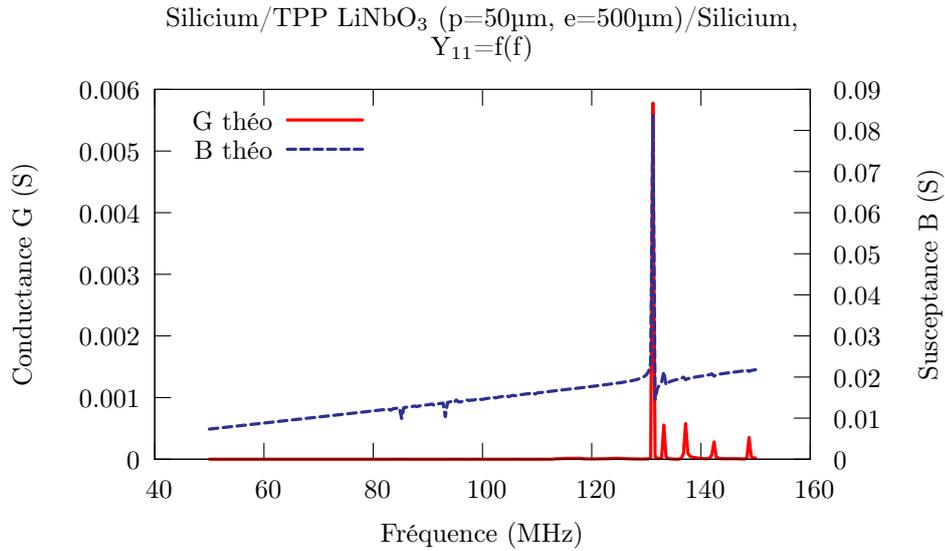


FIGURE 3.13 – Admittances harmoniques d'une structure Si/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm)/Si, (a) pour une épaisseur de 500 μm de TPP, (b) pour des épaisseurs de 50, 30, 15 et 10 μm de TPP

Nous avons cherché à obtenir une courbe de dispersion de l'onde longitudinale (couplage électromécanique et fréquence de synchronisme) mais il s'est révélé notablement difficile de la suivre car plusieurs branches modales se superposent au voisinage de sa fréquence de synchronisme comme dans le cas des plaques. Nous avons donc établi une cartographie modale du maximum de la partie réelle de l'admittance en

fonction du rapport ( $e/p$ ), pour un TPP de  $10\ \mu\text{m}$  de période dont on fait varier l'épaisseur de  $1$  à  $100\ \mu\text{m}$ . La figure 3.14 présente les résultats obtenus.

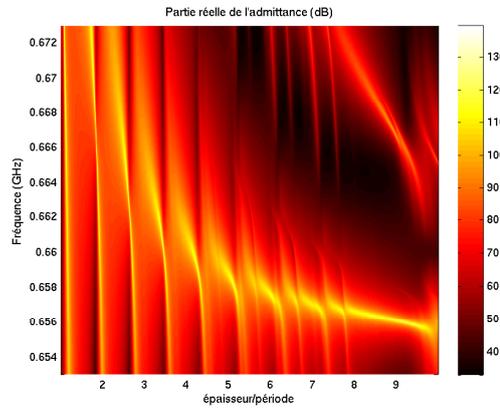


FIGURE 3.14 – Lieux des isovalues de maximum de conductance pour une structure Si/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=10\ \mu\text{m}$ )/Si d'épaisseur de TPP variable avec la mise en évidence des effets de dispersion et des embranchements d'ondes entre  $6500$  et  $7000\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (vitesse de phase assimilable à celle de l'onde longitudinale)

Nous remarquons que cette onde croise de nombreuses autres contributions parasites lors de l'amincissement du transducteur, ce qui perturbent considérablement son suivi. Cependant, la cartographie de ses propriétés en fonction des paramètres dimensionnables du guide donne l'impression d'une continuité de contribution d'une seule et même onde correspondant à celle que l'on veut suivre. Ainsi, nous observons que la célérité de l'onde croît exponentiellement lorsque l'épaisseur du transducteur diminue. Pour des rapports ( $e/p$ ) compris entre  $8$  et  $10$ , la célérité est relativement stable et le couplage électromécanique de l'onde est constant et toujours du même ordre de grandeur que celui du mode longitudinal d'un TPP, soit de  $0,15\ \%$ . Cette configuration est à envisager lors de la fabrication du résonateur afin d'en valider le concept.

Nous nous sommes intéressés ensuite, à la disparition du mode elliptique. Pour cela, nous avons fait évoluer l'épaisseur de la couche guidante en silicium de  $1$  à  $100\ \mu\text{m}$  pour une structure Si/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ )/Si. Le suivi de la fréquence de synchronisme et du couplage électromécanique de ce mode pour différentes épaisseurs de silicium est présenté en figure 3.15.

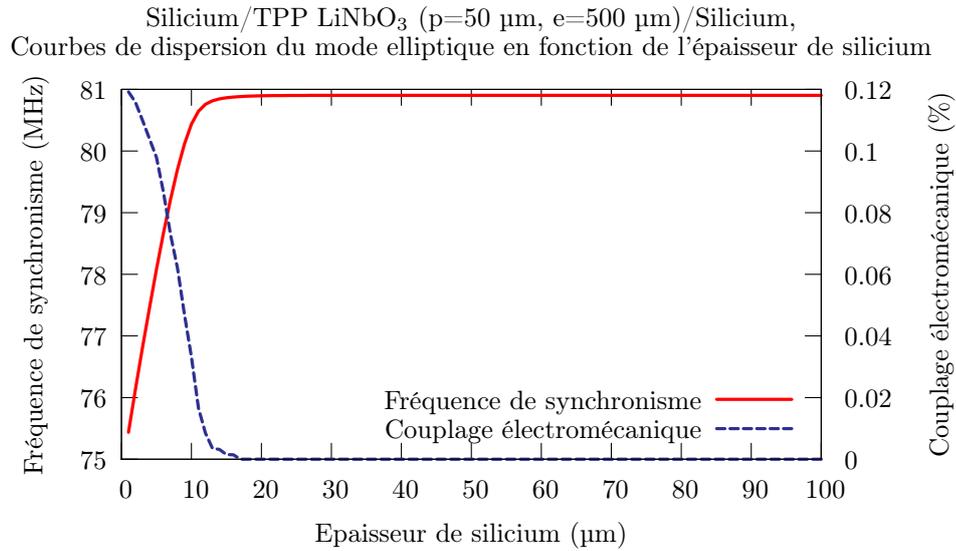


FIGURE 3.15 – Suivis de la fréquence de synchronisme et du couplage électromécanique du mode elliptique, dans la structure Si/TPP LiNbO<sub>3</sub>(p=50 μm, e=500 μm)/Si, pour différentes épaisseurs de silicium de 1 à 100 μm

Pour une épaisseur de 1 μm, les ondes excitées par le TPP ne sont pas affectées par le silicium, ainsi nous retrouvons le mode elliptique à 76 MHz. Ensuite, plus l'épaisseur de silicium augmente, plus la fréquence de synchronisme de ce mode croît car l'onde est de plus en plus guidée par le silicium. En outre, son couplage électromécanique chute car ce mode est de plus en plus contraint par la couche guidante. Ce mode finit par se stabiliser à 81 MHz avec un couplage proche de 0 % d'où sa disparition.

En amincissant le transducteur, nous observons sur la figure 3.13(b) que l'onde longitudinale préalablement étudiée rayonne dans le substrat de guidage avec beaucoup de pertes et devient ainsi inexploitable. Pour être dans les conditions de guidage, il faut que la vitesse de phase de l'onde excitée par le TPP soit inférieure à celle des ondes SSBW du matériau de guidage [96]. En effet, nous observons sur la partie réelle de l'admittance une rupture de guidage à 113 MHz traduit par l'apparition abrupte d'une valeur non nulle de conductance. Après cette fréquence, la structure ne permet plus le guidage des ondes. Nous trouvons ainsi une vitesse des ondes SSBW dans le silicium de 5650 m.s<sup>-1</sup>. En outre, une nouvelle onde apparaît guidée, pure spectralement (aucune autre contribution parasite), dont la célérité dépend de l'épaisseur du transducteur, que nous nommons mode isolé. Nous avons effectué un suivi de sa fréquence et de son couplage électromécanique pour différentes épaisseurs de TPP (de 5 à 500 μm). Les résultats sont présentés en figure 3.16.

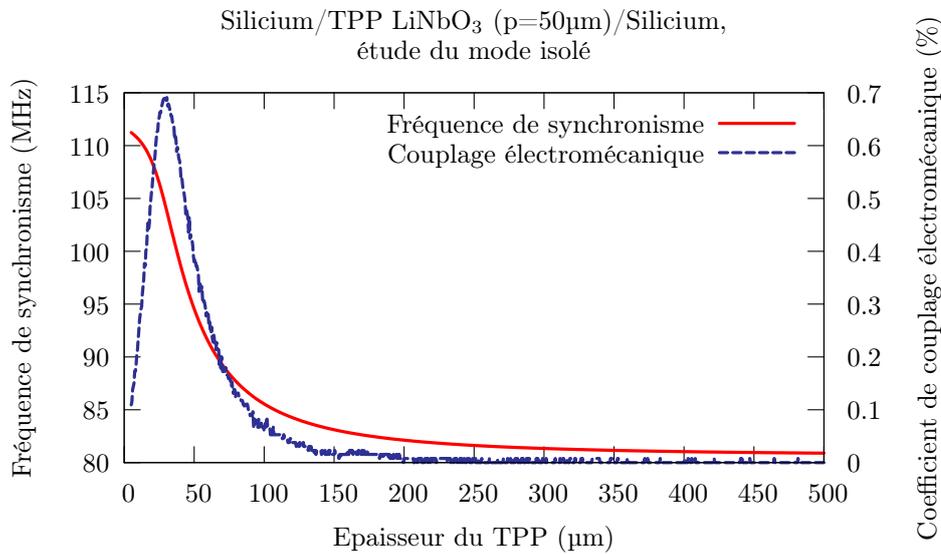


FIGURE 3.16 – Courbes de dispersion du mode isolé pour la structure Si/TPP LiNbO<sub>3</sub>(p=50 μm)/Si, avec une épaisseur de TPP variant de 5 à 500 μm

Nous remarquons deux phases dans le suivi de la fréquence de résonance du mode isolé. Dans la première phase, de 500 μm à 30 μm, la fréquence de synchronisme ainsi que le couplage électromécanique du mode isolé croissent exponentiellement avec une fréquence de 81 MHz à 500 μm et un couplage proche de 0 %, telle était la fréquence de localisation et le couplage du mode elliptique à cette épaisseur (cf. figure 3.15). Ainsi le mode isolé prend naissance avec le mode elliptique du TPP seul. Dans la seconde phase, de 30 μm à 1 μm, la fréquence augmente plus lentement car la vitesse de phase du mode est ralentie par celle des ondes SSBW du silicium et de ce fait, le couplage électromécanique chute considérablement. De ce suivi, nous tirons un point de fonctionnement optimal où le couplage électromécanique du mode est maximum pour une épaisseur de 30 μm du TPP. L'évolution du couplage électromécanique dans un guide d'ondes est lié à la polarisation de l'onde. Ainsi, nous avons étudié la polarisation du mode isolé pour différentes épaisseurs du TPP et nous présentons les résultats principaux en figure 3.17.

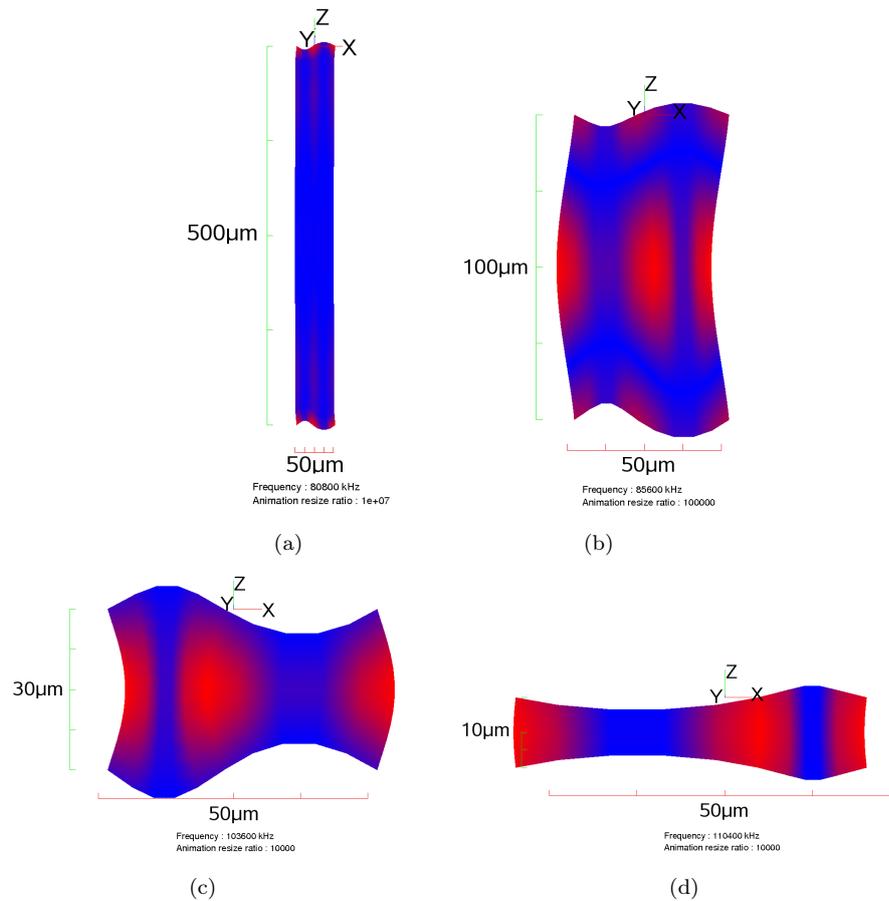


FIGURE 3.17 – Etude de la polarisation du mode isolé à différentes épaisseurs du TPP, (a) à 500  $\mu\text{m}$ , polarisation majoritairement elliptique avec contribution transverse, (b) à 100  $\mu\text{m}$ , polarisation majoritairement longitudinale et transverse avec contribution elliptique, (c) à 30  $\mu\text{m}$ , polarisation majoritairement longitudinale et transverse avec contribution elliptique, (d) à 10  $\mu\text{m}$ , polarisation majoritairement longitudinale avec contribution elliptique

Nous remarquons que la polarisation du mode isolé évolue en fonction de l'épaisseur du TPP et joue un rôle notable sur le couplage du mode. En effet, les différentes polarisations correspondent à des points clés des courbes de la figure 3.16. A 500  $\mu\text{m}$ , le mode est majoritairement elliptique semblable aux modes de Lamb symétriques, ainsi ce mode est très contraint par la couche guidante. Puis en amincissant le transducteur, la polarisation du mode devient de plus en plus majoritairement longitudinale avec du cisaillement pour finir par devenir un mode de compression.

Nous avons choisi d'étudier les propriétés de dispersion de ce mode pour différentes périodes de TPP avec un matériau de transduction en niobate et tantalate de lithium. Nous présentons sur les figures 3.18(a, b) les résultats des courbes de dispersion du

mode isolé pour un TPP en niobate de lithium et en figures 3.18(c, d) celles pour un TPP en tantalate de lithium. Nous avons choisi de définir la fréquence de synchronisme et le couplage électromécanique du mode en fonction du rapport « épaisseur du TPP sur période du TPP » ( $e/p$ ) car les points de fonctionnement de chaque structure correspondent à un même rapport entre l'épaisseur et la période du TPP.

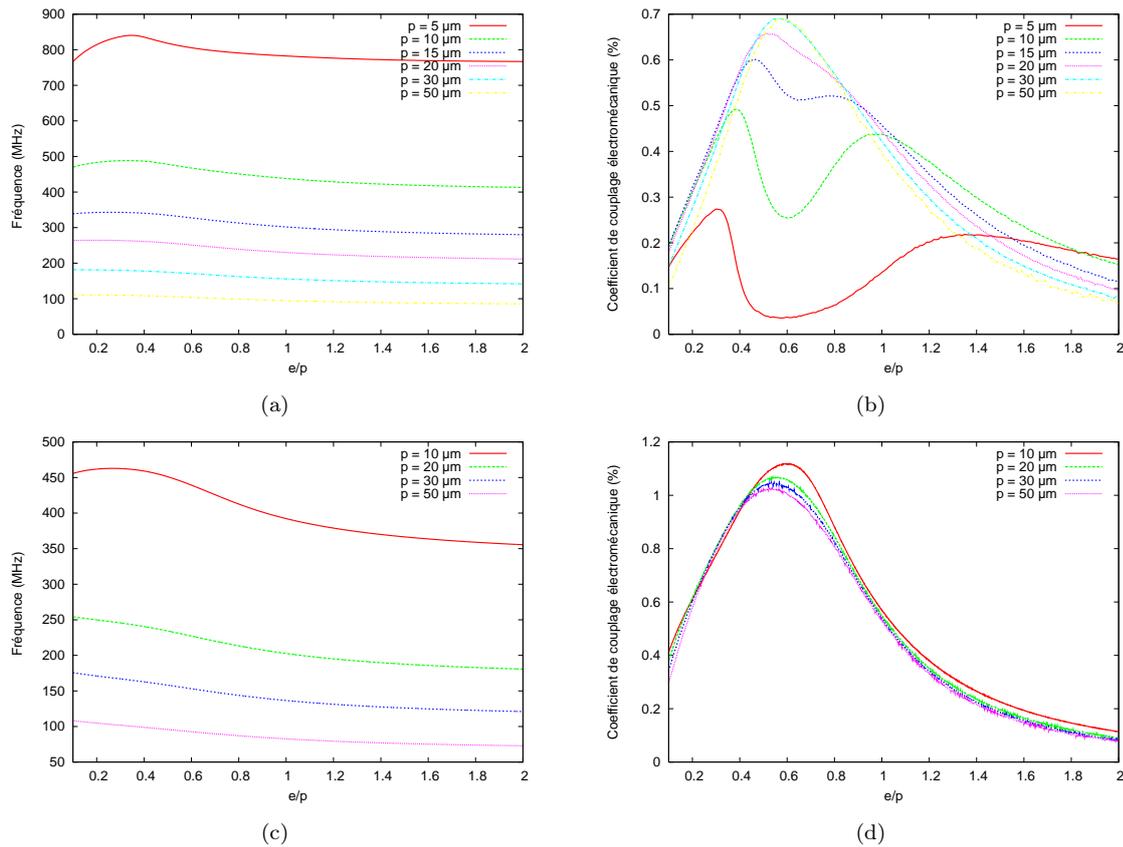


FIGURE 3.18 – Etude de la dispersion du mode isolé en fonction du rapport ( $e/p$ ) du TPP pour différentes périodes, (a, b) pour une structure Si/LiNbO<sub>3</sub>/Si, (c, d) pour une structure Si/LiTaO<sub>3</sub>/Si

Quel que soit le matériau de transduction, nous remarquons, qu'il existe un rapport ( $e/p$ ) optimal pour l'excitation de ce mode. En effet, pour un rapport ( $e/p$ ) de 0,6, le couplage atteint, pour une structure en niobate de lithium, est de 0,7 % (vrai pour une période de 50  $\mu\text{m}$ ) et pour une structure en tantalate de lithium est de 1,1 %, soit sept fois supérieurs à ceux des ondes de surface sur quartz [54]. Ces résultats laissent donc augurer des conditions d'utilisation confortables de ce mode. En revanche, la vitesse du mode varie fortement aux alentours de ce point de fonctionnement (figure 3.18(a, c)) et peut donc se révéler difficile à maîtriser en pratique. De plus, l'évolution du couplage pour diverses périodes diffère dans les

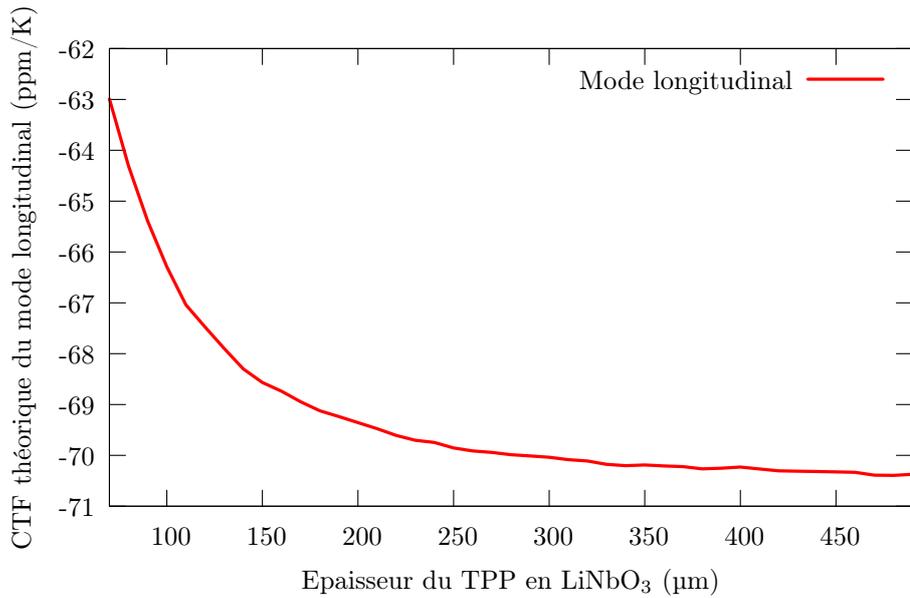
deux configurations. En effet, la fréquence de résonance ainsi que le couplage électromécanique dépendent de la longueur d'onde du transducteur. Pour le TPP en niobate de lithium (figure 3.18(b)), ce phénomène est très prononcé. Plus la période du TPP augmente, plus le maximum de coefficient de couplage électromécanique croît jusqu'à stabilisation vers 0,7 % pour une période de plus de 30  $\mu\text{m}$ . Alors que pour le TPP en tantalate de lithium (figure 3.18(d)), c'est l'inverse, le couplage a tendance à augmenter légèrement lorsque la période diminue, néanmoins il reste très proche de 1 %.

Ainsi, en pratique, nous allons essayer de nous placer dans les conditions d'excitation optimales obtenues pour un rapport (e/p) de 0,6. Pour les deux structures (niobate et tantalate de lithium), nous favoriserons une période de 50  $\mu\text{m}$  ce qui augmentera l'épaisseur finale du transducteur à 30  $\mu\text{m}$ , afin de valider le concept.

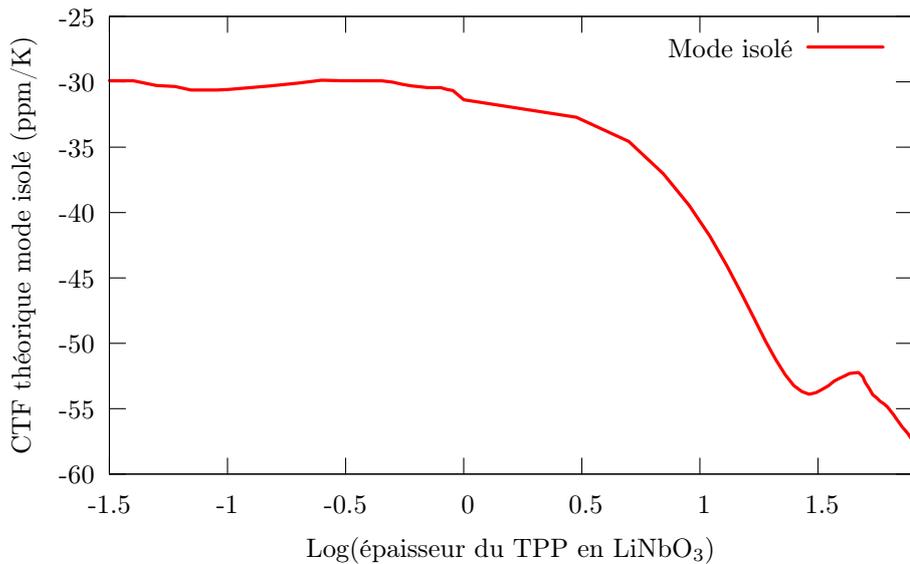
Ayant déterminé les différentes ondes excitées et leurs conditions de guidage optimales dans une structure guide d'ondes sur silicium, nous allons maintenant estimer leurs dérives en fréquence suivant la température dans la partie suivante.

### 3.3.3 Simulation en température

Nous avons étudié séparément les dérives en température de l'onde longitudinale et du mode isolé car ces deux ondes n'existent pas en même temps pour les points de fonctionnement optima définis précédemment. Pour calculer le CTF dans les structures guides d'ondes, nous imposons sur la partie maillée (ici le TPP) une dilatation suivant l'axe Z d'après les constantes effectives du matériau ferroélectrique du TPP (car il n'y a pas de contraintes sur l'épaisseur du TPP) et une dilatation suivant l'axe X d'après les constantes effectives du matériau de guidage (car le TPP est contraint de part et d'autre par un matériau). Le logiciel ne prend pas en compte les effets des contraintes thermodynamiques. Nous proposons un suivi, pour les deux ondes, du CTF en fonction des épaisseurs du TPP. Les résultats sont présentés en figure 3.19.



(a)



(b)

FIGURE 3.19 – Suivi du CTF dans la structure silicium/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm)/silicium pour différentes épaisseurs de TPP , (a) de l'onde longitudinale, (b) du mode isolé avec une échelle logarithmique sur les épaisseurs

Nous remarquons que plus le TPP est épais, plus l'onde longitudinale dérive en fréquence avec la température, jusqu'à stabilisation à -70 ppm/K (figure 3.19(a)). De même, nous observons une stabilisation du CTF du mode isolé pour de faibles épaisseurs de TPP à -30 ppm/K (figure 3.19(b)). La référence [95] évalue également un

CTF dans le silicium à  $-30$  ppm/K. Ainsi, en simulation, à partir de  $1\ \mu\text{m}$  d'épaisseur de TPP, la dilatation du matériau de transduction devient négligeable par rapport à celle des matériaux de guidage. Et inversement pour de fortes épaisseurs de TPP (supérieure à  $350\ \mu\text{m}$ ), le CTF tend vers celui du matériau de transduction. Nous résumons l'évolution du CTF dans un guide d'ondes par la courbe de la figure 3.20.

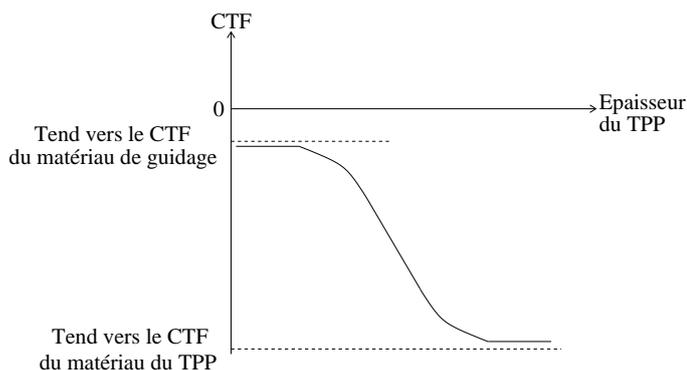


FIGURE 3.20 – Comportement du CTF en fonction de l'épaisseur du TPP dans une structure guide d'ondes

Nous confirmons par la figure 3.21 que quel que soit le matériau de transduction (niobate ou tantalate de lithium), le CTF, pour une épaisseur de TPP de  $1\ \mu\text{m}$ , tend vers celui du silicium.

Silicium XY/TPP ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=1\ \mu\text{m}$ )/Silicium XY, Sensibilité= $f(T, \text{matériau du TPP})$

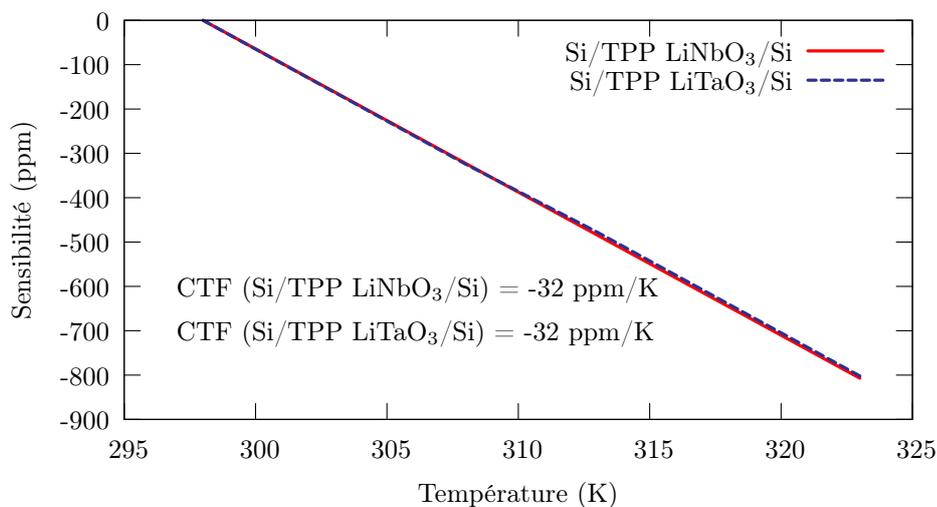


FIGURE 3.21 – Dérives en températures du mode isolé des structures, Silicium/TPP ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ )/Silicium, utilisant des TPPs en niobate et tantalate de lithium

Un dernier point d'analyse, pour compléter nos connaissances sur cette structure, est l'étude des propriétés de dispersion harmonique. Pour réaliser un résonateur, il faut une cavité résonante. Nous allons donc étudier l'existence d'un phénomène de bande d'arrêt pour statuer sur les possibilités de faire résonner la structure.

### 3.3.4 Analyse des propriétés de dispersion harmonique de la structure silicium/TPP/silicium

Pour les modes ou pseudo-modes d'un guide, on peut caractériser la bande de fréquence correspondant aux conditions de Bragg pour lesquelles le réseau diffracte les ondes incidentes. Cette bande de fréquence souvent appelée bande d'arrêt correspond à un régime macroscopique pour lequel l'onde voit son énergie décroître exponentiellement le long du réseau.

L'admittance harmonique obtenue par un calcul couplant méthodes numériques et analytiques donne accès aux paramètres de propagation et d'excitation d'ondes sous réseaux périodiques. Le code de calcul développé dans le cadre des travaux sur les sondes d'imagerie périodiques, massivement fondé sur les éléments finis et tenant compte des conditions de rayonnement via une formulation de frontière par fonction de Green, a fait l'objet d'une validation probante pour le traitement des ondes de surface [97]. Ce code nécessite l'adjonction d'un module d'ajustement paramétrique pour l'estimation numérique des paramètres de propagation des ondes au sens de la matrice mixte. Nous présentons ici les principaux résultats de ce calcul inspiré fortement des travaux de Fusero et Pastureaud [98, 99] et adapté à notre problème. Le cas décrit en détail sur la figure 3.22 concerne l'étude des propriétés de dispersion harmonique d'une structure de type silicium/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=10 μm)/silicium. Nous avons choisi une épaisseur du TPP de 10 μm car à cette épaisseur, la réponse est très pure spectralement (présence du mode isolé seulement). La périodisation se fait comme toujours sur les arêtes latérales et le rayonnement dans le silicium (100) s'opère via les faces sur lesquelles des conditions pour le potentiel sont également appliquées. La simulation est effectuée dans un premier temps avec des éléments de Lagrange de degré 1 sans préjudice sur la précision de calcul. Les courbes de dispersion ainsi obtenues sont reportées en figure 3.22(a, b, c) montrant respectivement l'admittance harmonique de cette structure, la bande d'arrêt telle qu'habituellement représentée (nombre d'ondes en fonction de la fréquence) mais également les paramètres spectraux du pôle qui se révèlent riches en informations. Pour notre propos, chacune de ces grandeurs est reportée sous forme complexe.

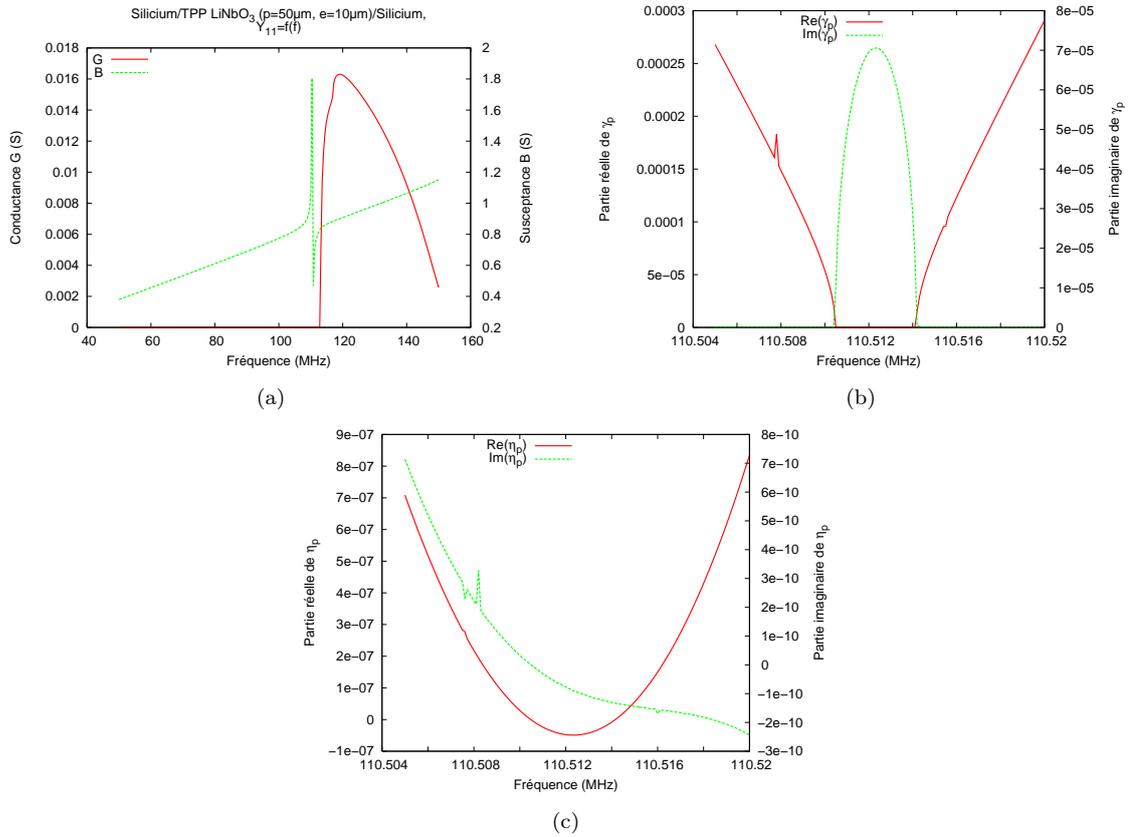


FIGURE 3.22 – (a) Admittance harmonique de la structure étudiée, Si/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=10 μm)/Si et paramètres caractéristiques de l'onde au voisinage de la bande d'arrêt (b) nombre d'ondes normalisé et (c) paramètre spectral du pôle

Il est tout à fait remarquable de constater que chacun de ces termes est généralement complexe, et qu'en l'occurrence la justification d'une telle hypothèse appert des courbes de la figure 3.22. En pratique, pour un mode de surface standard (ondes de Rayleigh guidée par la surface ou sous réseau d'électrodes), la partie imaginaire du nombre d'ondes normalisé  $\gamma_p$  est nulle avant et après la bande d'arrêt. Dans le cas présent, on voit (figure 3.22(b)) une partie imaginaire non nulle de  $\gamma_p$  tendre vers zéro en entrée et sortie de bande d'arrêt et se comporter de manière habituelle dans la bande d'arrêt. En clair, le transducteur présente toujours des pertes en dehors de la condition de synchronisme, celles-ci tendant à s'annuler à proximité des limites de la bande d'arrêt. Il en va de même pour la position spectrale du pôle (figure 3.22(c)). En pratique, la figure 3.22(c) montre que la structure résonne en sortie de bande d'arrêt avec une très légère contribution en entrée de cette même bande au sens des paramètres de matrice mixte.

Les figures 3.23 et 3.24 présentent respectivement l'évolution de la bande d'arrêt pour un TPP en niobate et en tantalate de lithium d'épaisseur  $10\ \mu\text{m}$  sur silicium pour différentes périodes variant de  $10\ \mu\text{m}$  à  $50\ \mu\text{m}$ .

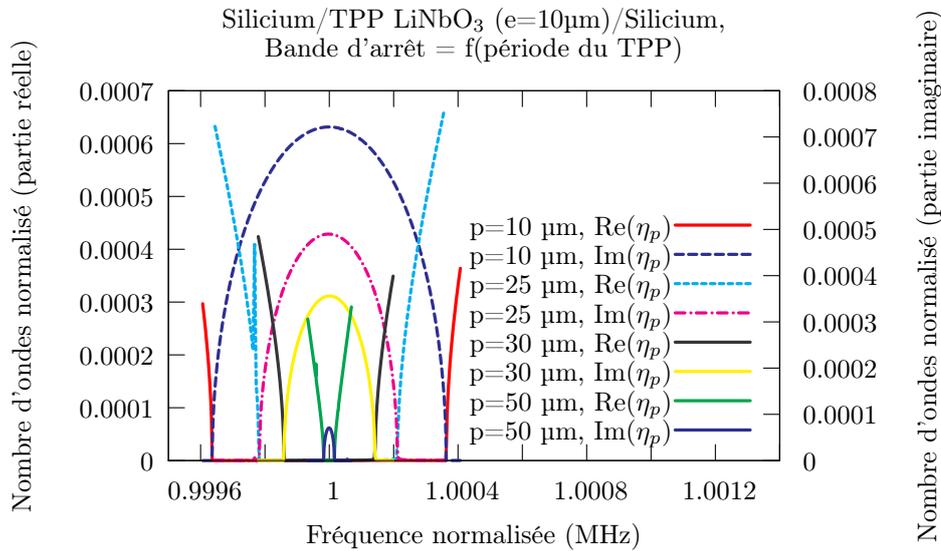


FIGURE 3.23 – Evolution du nombre d'ondes normalisé en fonction de la période pour une structure de guidage de  $10\ \mu\text{m}$  d'épaisseur en niobate de lithium

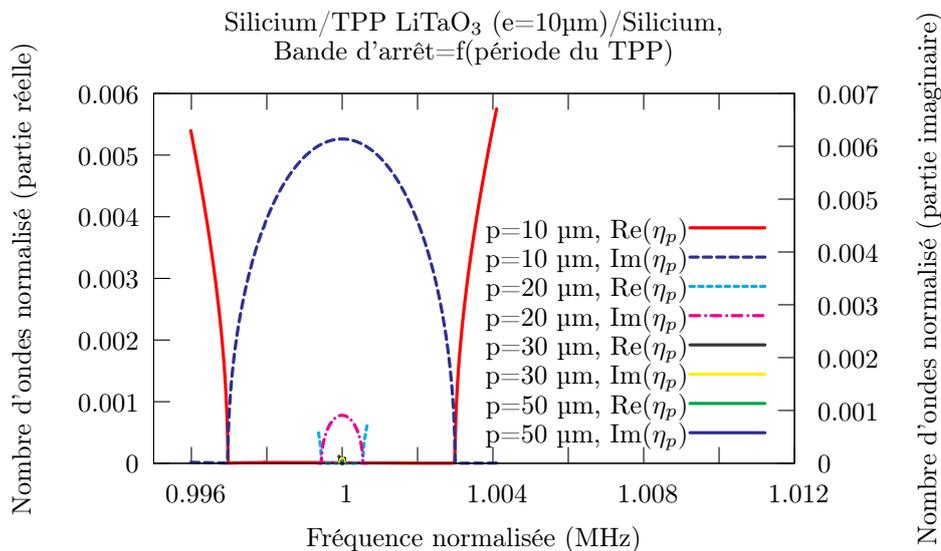


FIGURE 3.24 – Evolution du nombre d'ondes normalisé en fonction de la période pour une structure de guidage de  $10\ \mu\text{m}$  d'épaisseur en tantalate de lithium

Au premier abord, nous observons que, quel que soit le matériau de transduction, la bande d'arrêt s'élargit lorsque la période diminue. Cependant un suivi plus précis

de la largeur de la bande d'arrêt en fonction de la période du TPP, présenté sur la figure 3.25, permet d'apporter des modifications à cette hypothèse.

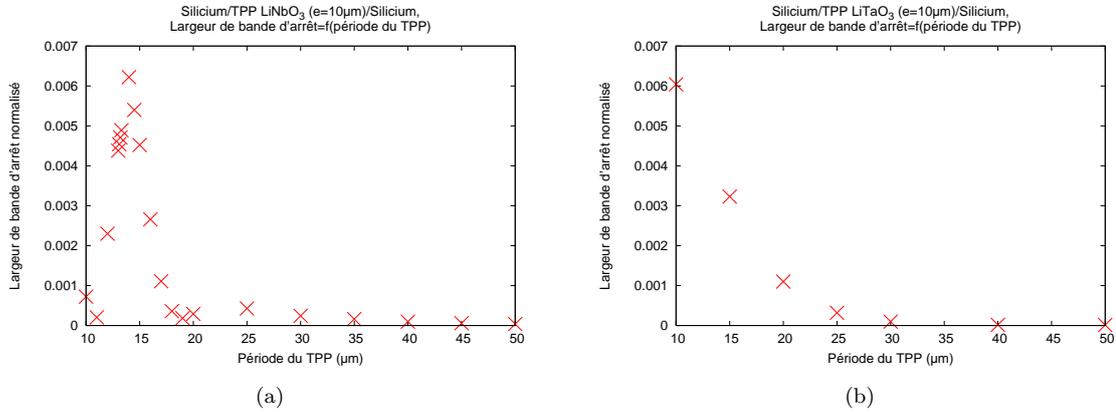


FIGURE 3.25 – Evolution de la largeur de la bande d'arrêt en fonction de la période pour une structure de guidage de 10 µm d'épaisseur, (a) en niobate de lithium, (b) en tantalate de lithium

En effet, nous remarquons, pour la structure en niobate de lithium (figure 3.25(a)), que la courbe n'est pas monotone et présente un maximum de largeur de bande d'arrêt pour une période d'environ 15 µm correspondant à un rapport ( $e/p$ ) de 0,6, en lien avec le maximum de couplage. Par contre, la courbe en figure 3.25(b), avec du tantalate de lithium, est strictement monotone et confirme notre première hypothèse.

Lors de cette étude de guide d'ondes sur silicium, nous nous sommes aperçus que les effets de guidage ainsi que le CTF dépendaient des propriétés de la couche guidante lorsque l'épaisseur de TPP est négligeable. Nous allons maintenant étudier d'autres configurations de guides d'ondes utilisant divers matériaux de guidage afin d'essayer de réduire le CTF et de modifier les effets de guidage.

### 3.3.5 Etude des effets de guidage et simulation en température de diverses configurations de guides d'ondes

Dans le cadre de l'analyse des différentes solutions envisageables pour réduire le CTF ou guider les ondes à plus hautes fréquences, nous avons considéré les combinaisons de matériaux suivantes :

- Silicium/Silice/TPP/Silice/Silicium
- Quartz/TPP/Quartz
- Diamant/TPP/Diamant

Nous allons étudier les réponses acoustiques de ces structures pour des TPP épais ( $e=500 \mu\text{m}$ ) et amincis ( $e=10 \mu\text{m}$ ) afin de déterminer des configurations idoines pour le guidage des ondes élastiques et pour la compensation de la dérive en température. Nous comparerons systématiquement les structures basées sur un transducteur en niobate de lithium et celles en tantalate de lithium.

### 3.3.5.1 Matériau de guidage/TPP épais/Matériau de guidage

L'objectif de l'étude de diverses configurations de matériaux à base de transducteurs épais ( $e=500 \mu\text{m}$ ) est d'observer si les matériaux de guidage jouent leur rôle de guide d'ondes. Nous résumons en figure 3.26, les admittances harmoniques des différents guides d'ondes excités par un TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) en niobate de lithium. Les résultats sont similaires sur tantalate de lithium.

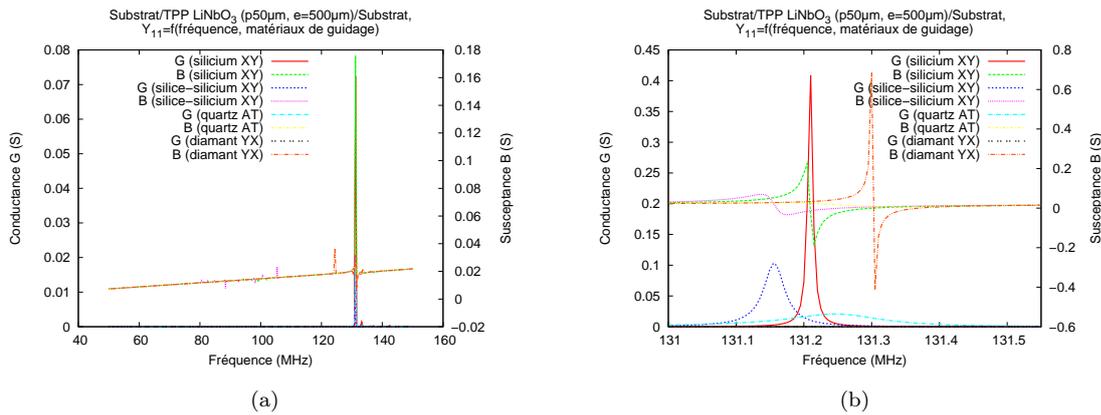


FIGURE 3.26 – Admittances harmoniques de guides d'ondes Substrat de guidage/TPP LiNbO<sub>3</sub> ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/Substrat de guidage, (a) simulations sur une large bande de fréquence, (b) simulations centrées sur le mode principal

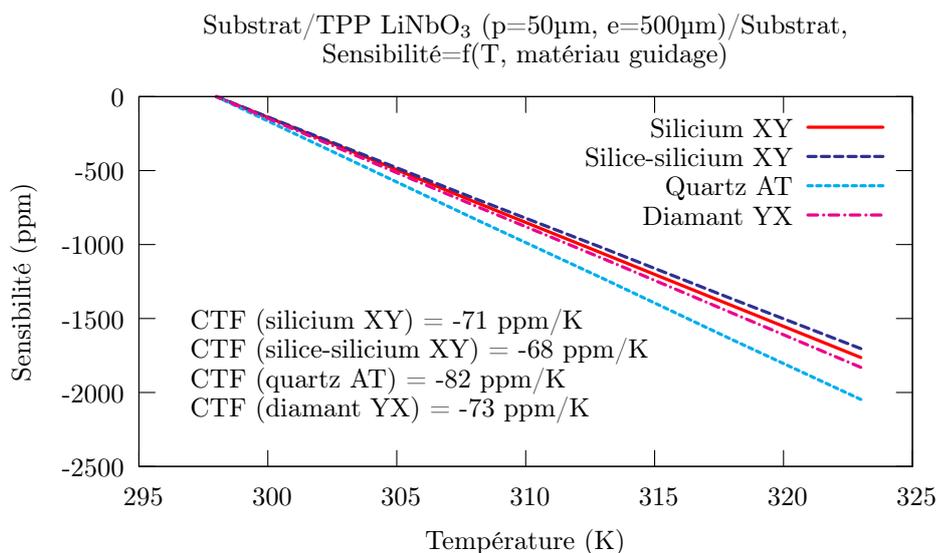
Quel que soit le matériau de guidage, une seule contribution est toujours excitée à la même fréquence de synchronisme, soit à 131 MHz pour un TPP en niobate de lithium et à 112 MHz pour du tantalate de lithium. Cette onde a déjà été analysée précédemment et correspond à une onde longitudinale. Ainsi, dans cette configuration, les matériaux de guidage n'influent pas sur la fréquence de synchronisme des ondes. En outre, sur la figure 3.26(b), nous observons néanmoins quelques différences suivant les configurations. Les guides d'ondes avec de la silice et du quartz génèrent des pertes acoustiques sur cette onde avec un coefficient de qualité notablement dégradé (large pic de conductance). De plus, nous observons que l'onde est guidée avec du diamant car sa fréquence de synchronisme est légèrement plus élevée que pour

les autres configurations et ceci est vérifié par la vitesse de phase des ondes SSBW dans le diamant qui est de  $12500 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour les autres matériaux de guidage, la vitesse de phase des ondes SSBW est inférieure à la contribution longitudinale, ainsi ces dernières ne sont pas guidées. Nous proposons dans le tableau 3.1, un récapitulatif des vitesses de phase des ondes SSBW dans divers matériaux obtenues par nos logiciels de simulations.

Matériaux de guidage	Vitesse des ondes SSBW ( $\text{m.s}^{-1}$ )
Silicium XY	5650
Silice	5600
Quartz AT	3900
Diamant YX	12500
Niobate de lithium ZX	4000
Tantalate de lithium ZX	3300

TABLE 3.1 – Récapitulatif des vitesses des ondes SSBW dans divers matériaux

Maintenant que nous avons analysé les effets de guidage des ondes dans différentes structures à base de TPP d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$ , nous allons étudier sa dérive en fréquence en fonction de la température pour chaque structure. Nous avons tracé sur les figures 3.27 et 3.28 une estimation de la sensibilité thermique de l'onde longitudinale dans les diverses structures utilisant respectivement du niobate et du tantalate de lithium comme matériau de transduction.

FIGURE 3.27 – Dérives en températures de structures Substrat/TPP  $\text{LiNbO}_3$ ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/Substrat

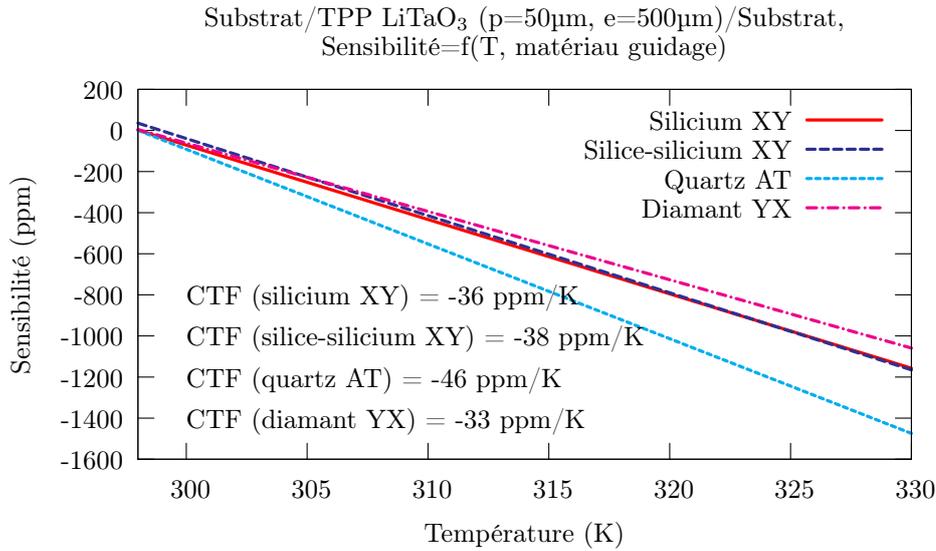


FIGURE 3.28 – Dérives en températures de structures Substrat/TPP LiTaO<sub>3</sub>(p=50 µm, e=500 µm)/Substrat

Nous rappelons que nous avons calculé un CTF de -81 ppm/K pour le mode longitudinal d'un transducteur en niobate de lithium sans matériaux de guidage et de -49 ppm/K pour un en tantalate de lithium. En reportant ce TPP sur des matériaux de guidage, nous avons abaissé le CTF d'environ 10 ppm/K sauf avec le quartz où le CTF n'est que très peu modifié. Ces résultats restent néanmoins des approximations car nous ne prenons pas en compte, dans nos calculs, les effets de contraintes thermodifférentielles. De plus, nous nous apercevons que quel que soit le matériau de guidage, le CTF est de même ordre de grandeur, ainsi nous ne pouvons pas réduire le CTF dans cette configuration. Nous avons vu que l'amincissement du TPP était une solution pour compenser la dérive en température des ondes, ainsi nous allons étudier ces mêmes structures avec un TPP aminci.

### 3.3.5.2 Silicium/Silice/TPP aminci/Silice/Silicium

L'étude sur silicium ayant déjà été réalisée, nous commençons par la simulation de la structure comportant de la silice. Cette configuration se différencie de celle sur silicium par sa structure rayonnante constituée de silice et de silicium comme nous l'avons schématisée sur la figure 3.29(a). Nous avons paramétré une couche de 10 µm de silice sur une couche semi-infinie de silicium avec au centre, un TPP de période 50 µm et d'épaisseur 10 µm en niobate et en tantalate de lithium. L'admittance harmonique de cette structure est présentée en figure 3.29(b).

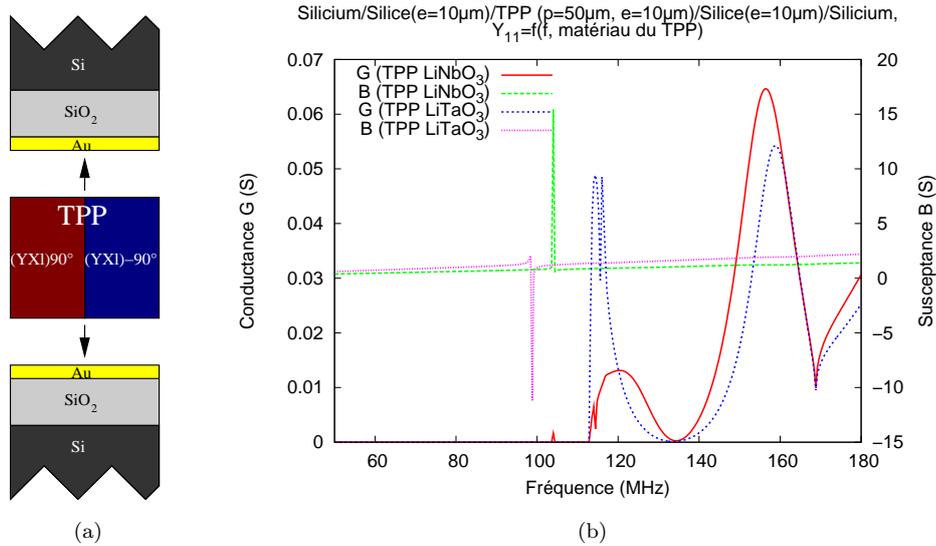


FIGURE 3.29 – (a) Structure du guide d'ondes Si/SiO<sub>2</sub>/TPP/SiO<sub>2</sub>/Si, (b) admittances harmoniques de cette structure avec une épaisseur de silice de 10  $\mu\text{m}$  pour un TPP de période 50  $\mu\text{m}$  et d'épaisseur 10  $\mu\text{m}$  en niobate et en tantalate de lithium

L'admittance harmonique est proche de celle calculée pour une structure utilisant que du silicium. En effet, ceci est due à la forte présence du silicium et à la silice qui est un composé du silicium. La seule différence notable est la vitesse de l'onde SSBW dans le composé silice-silicium ( $5600 \text{ m.s}^{-1}$ ) qui est légèrement inférieure par rapport à celle dans le silicium seul ( $5650 \text{ m.s}^{-1}$ ). Nous observons ainsi une seule contribution guidée, toujours de polarisation majoritairement longitudinale avec une contribution elliptique, se propageant à  $5200 \text{ m.s}^{-1}$  avec un TPP en niobate de lithium et à  $4900 \text{ m.s}^{-1}$  avec du tantalate de lithium.

L'intérêt principal de cette structure réside dans la compensation en température. En effet, la silice est bien connue pour compenser les dérives en température [100] par son CTF positif. Nous avons effectué plusieurs simulations en température pour différentes épaisseurs de silice de 1  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$ , que nous présentons en figure 3.30. Nous présentons seulement l'étude réalisée sur un TPP en niobate de lithium car nous trouvons les mêmes résultats avec du tantalate (comme nous l'avons montré dans la structure avec du silicium).

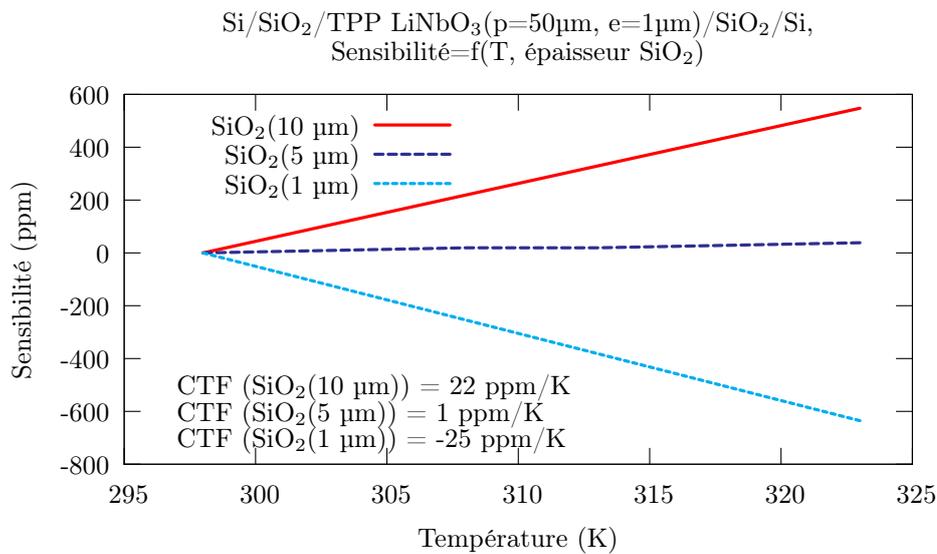


FIGURE 3.30 – Dérives en températures de la structure, Silicium/Silice/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 µm, e=500 µm)/Silice/Silicium, pour différentes épaisseurs de silice

Nous remarquons que le CTF évolue en fonction de l'épaisseur de silice. Plus l'épaisseur est grande, plus le CTF augmente. Avec 5 µm de silice sur du silicium, nous obtenons une dérive thermique proche de 0 ppm/K. Ces paramètres sont à retenir pour réaliser un dispositif stable en fréquence malgré des variations de température.

Nous allons maintenant étudier une autre configuration fondée sur du quartz (coupe AT), pour essayer également de compenser la dérive thermique.

### 3.3.5.3 Quartz/TPP aminci/Quartz

Le quartz a la particularité de peu se dilater avec la température. Donc la fréquence de résonance, qui dépend de la taille, sera relativement constante. Il existe plusieurs coupes de quartz possédant différentes propriétés. La plus répandue est la coupe AT, qui présente une bonne stabilité en température (les coupes AT sont spécifiées généralement pour que le point d'inflexion de la courbe fréquence = f(T) se trouve à 25°C). Ainsi, dans la continuité de l'analyse précédente, nous avons testé l'usage de quartz AT comme matériau de guidage de nos structures.

Nous avons d'abord constaté sur la figure 3.31 que le guidage n'était pas envisageable avec un TPP en niobate de lithium, malgré un ajustement en épaisseur du TPP pour exciter une onde à plus basse fréquence. En effet, les ondes SSBW dans le quartz sont assez lentes (3900 m.s<sup>-1</sup>).

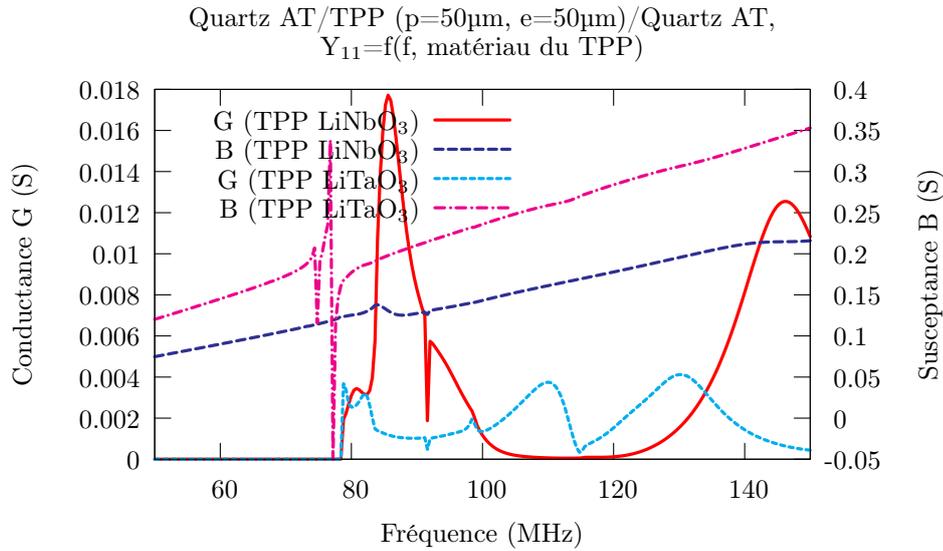


FIGURE 3.31 – Admittances harmoniques d'un TPP sur tantalate et niobate de lithium entre deux substrats semi-infinis de quartz AT avec une épaisseur du TPP de  $50\mu\text{m}$  et une période du réseau de  $50\mu\text{m}$

Par contre, l'utilisation d'un TPP en tantalate de lithium enserré par deux substrats semi-infinis de quartz AT donne des résultats nettement plus encourageants, avec l'excitation d'une onde de polarisation majoritairement longitudinale avec une contribution elliptique guidée à  $3800\text{ m.s}^{-1}$  pour un rapport ( $e/p$ ) égal ou supérieur à 1. En effet, compte tenu des vitesses de phase plus faibles des ondes de Rayleigh sur tantalate (ZX) ( $3500\text{ m.s}^{-1}$ ) que sur niobate ( $3800\text{ m.s}^{-1}$ ), nous arrivons ainsi à guider le mode isolé. Les conditions de guidage restent néanmoins fortement dépendantes du rapport ( $e/p$ ). Le mode est néanmoins couplé avec un autre mode perturbant sa pureté spectrale et lui ajoutant des pertes.

Nos outils de calculs des dérives en température ne prennent pas en compte les effets des contraintes thermodifférentielles, ainsi les estimations des CTF entre les deux extremums sont erronées (figure 3.20). Ne pouvant pas guider des modes à plus faibles épaisseurs de TPP, dû aux ondes SSBW dans le quartz qui sont très lentes, la simulation en température de cette structure à  $50\mu\text{m}$  d'épaisseur n'a pas de sens physique.

Après cette structure, nous nous sommes intéressés au guidage par diamant qui est réputé, en acoustique, essentiellement par ses vitesses de phase des ondes SSBW très rapides comme nous l'avons vu dans le tableau 3.1.

### 3.3.5.4 Diamant/TPP aminci/Diamant

La configuration avec du diamant est beaucoup plus confortable en termes de guidage grâce aux vitesses de propagation élevées dans le diamant. En effet, en supposant des matériaux semi-infinis de part et d'autre du transducteur et compte tenu de la vitesse de phase correspondant aux ondes SSBW ( $12500 \text{ m.s}^{-1}$ ), et un transducteur aminci à  $10 \mu\text{m}$ , nous retrouvons notre mode isolé nettement accéléré avec une polarisation majoritairement longitudinale et une contribution elliptique comme présenté sur la figure 3.32.

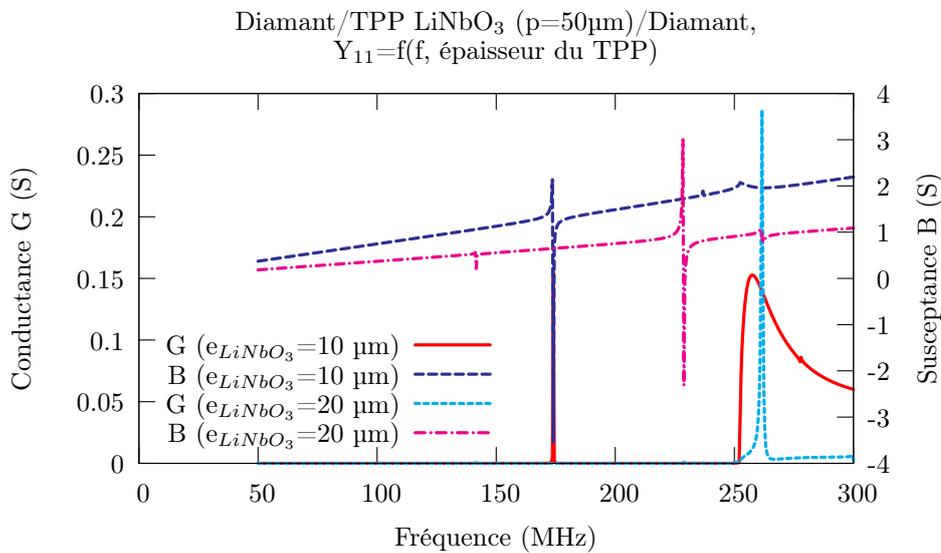


FIGURE 3.32 – (a) Admittances harmoniques d'un TPP de période 50  $\mu\text{m}$  sur niobate de lithium entre deux substrats semi-infinis de diamant avec une épaisseur de TPP de 10  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$

Pour une telle structure et quelle que soit la période considérée, nous obtenons une vitesse de phase du mode isolé de  $8700 \text{ m.s}^{-1}$  en utilisant un TPP en niobate de lithium et de  $7500 \text{ m.s}^{-1}$  avec du tantalate de lithium. Nous apercevons également une deuxième onde à plus haute fréquence qui n'est pas guidée avec 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur du TPP, mais qui est à la limite du guidage. Ainsi, en augmentant légèrement l'épaisseur du TPP (à 20  $\mu\text{m}$ ), nous réduisons la vitesse des ondes excitées et ainsi, nous arrivons à guider cette onde à plus de  $11000 \text{ m.s}^{-1}$  à polarisation majoritairement longitudinale. Les résultats sont équivalents avec du tantalate de lithium avec pour seule différence, une vitesse de phase des ondes plus faible comme nous l'avons déjà vu auparavant.

De plus, nous avons étudié en figure 3.33 la dérive en température du mode isolé dans cette structure avec 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de TPP et nous trouvons un CTF d'environ  $-10 \text{ ppm/K}$ .

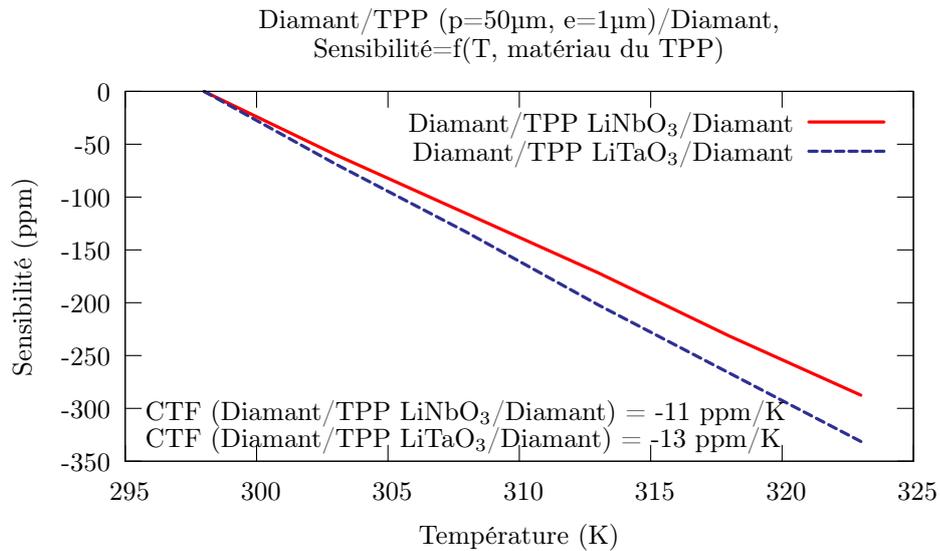


FIGURE 3.33 – Dérives en température du mode isolé dans une structure diamant/TPP ( $p=50\mu\text{m}$ ,  $e=1\mu\text{m}$ )/diamant

De telles configurations s'avèrent donc particulièrement avantageuses pour les applications RF avec une faible variation en fréquence des modes avec la température ( $\simeq -10\text{ ppm/K}$ ) mais restent problématiques à mettre en œuvre du fait de la nature même des matériaux de guidage. Il faut donc identifier l'épaisseur critique nécessaire au guidage pour une épaisseur de transducteur donnée, sachant qu'il n'est pas réaliste de fabriquer des guides à base de substrats de diamant massif. La figure 3.34 présente les admittances harmoniques obtenues pour diverses épaisseurs de diamant ( $30\mu\text{m}$ ,  $50\mu\text{m}$  et semi-infinie).

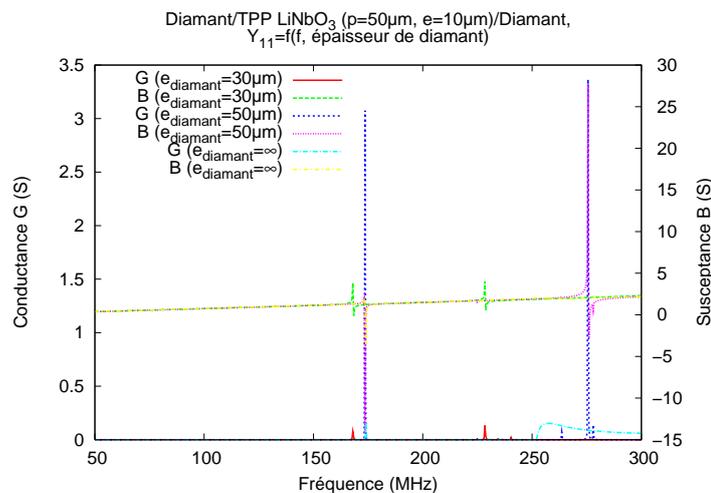


FIGURE 3.34 – Admittances harmoniques d'une structure Diamant/TPP LiNbO<sub>3</sub>( $p=50\mu\text{m}$ ,  $e=10\mu\text{m}$ )/Diamant pour différentes épaisseurs de diamant

D'après cette simulation, l'épaisseur critique de diamant, pour un guidage des ondes comparable à un substrat de diamant semi-infini, est de 50  $\mu\text{m}$  de diamant. Après cette épaisseur, nous commençons à perdre les effets de guidage et le mode isolé dérive en fréquence (vitesse de phase plus faible).

### 3.4 Conclusion

Ces simulations ont permis de mieux comprendre le fonctionnement du nouveau système et d'établir des points de fonctionnement qui nous serviront pour la fabrication.

Tout d'abord, nous constatons deux différences principales entre les combinaisons utilisant un transducteur en niobate et celles en tantalate de lithium. La première concerne la pureté spectrale. En effet, les structures à base de tantalate excitent des modes avec une meilleure pureté spectrale que pour des structures en niobate, ce qui permettrait d'augmenter considérablement le coefficient de qualité du résonateur. La seconde repose sur la différence de célérité de l'onde de Lamb entre les deux matériaux ferroélectriques. Pour le tantalate, l'onde de Lamb se propage à  $3500 \text{ m.s}^{-1}$  alors que pour le niobate de lithium, la vibration de phase atteint  $3800 \text{ m.s}^{-1}$ . C'est pourquoi nous observons les mêmes ondes excitées (avec les mêmes polarisations), quelle que soit la nature du matériau ferroélectrique, à des fréquences plus faibles pour les structures avec du tantalate qu'avec du niobate. En outre, nous avons remarqué que les effets de guidage des ondes à l'intérieur des structures dépendaient de la vitesse des ondes SSBW dans les matériaux de guidage. En effet, si l'onde excitée par le TPP est moins rapide que l'onde SSBW de la structure guidante, alors cette onde sera guidée sinon, elle rayonnera dans le substrat de guidage. De ce fait, nous avons analysé diverses structures, avec des objectifs différents. La structure silicium/TPP/-silicium est une configuration robuste technologiquement (insensible aux paramètres technologiques de fabrication) et de bas coût pour la mise en œuvre et l'encapsulation en micro-électronique mais avec une dérive de température de la structure saturant à  $-30 \text{ ppm/K}$ . L'ajout de silice aux interfaces silicium/TPP constitue un dérivé de cet empilement. Les modes excités sont semblables à ceux de la structure avec silicium et la dérive en température peut être amenée à  $0 \text{ ppm/K}$  avec une épaisseur de  $5 \mu\text{m}$  de silice. Le point critique de cette structure est la couche de silice qui doit être dense, ce qui nécessite des conditions d'élaboration spécifiques (haute température en système de dépôt en phase vapeur activé par plasma (PECVD)). La configuration avec du quartz avait pour but également d'avoisiner les  $0 \text{ ppm/K}$  mais la vitesse des ondes SSBW dans ce matériau est trop faible pour pouvoir guider des

modes purs spectralement. Enfin, les structures fondées sur du diamant, permettent d'exciter des modes à haute fréquence mais la mise en œuvre n'est pas envisageable aisément pour des raisons techniques et financières. Un récapitulatif des modes excités dans les diverses structures avec certaines caractéristiques (vitesse de phase et CTF) est présenté dans le tableau 3.2.

Structure	Matériau du TPP	Mode excité	Célérité (m.s <sup>-1</sup> )	CTF (ppm/K)
TPP	LiNbO <sub>3</sub>	Mode de Lamb	3800	≈ -75
		Mode longitudinal	6550	≈ -80
	LiTaO <sub>3</sub>	Mode de Lamb	3250	≈ -75
		Mode longitudinal	5600	≈ -50
Substrat/TPP(e=500μm)/Substrat	LiNbO <sub>3</sub>	Onde longitudinale	6550	≈ -70
	LiTaO <sub>3</sub>	Onde longitudinale	5600	≈ -40
Silicium/TPP(e=1μm)/Silicium	LiNbO <sub>3</sub>	Mode isolé	5500	≈ -30
	LiTaO <sub>3</sub>	Mode isolé	5200	≈ -30
Si/SiO <sub>2</sub> /TPP(e=1μm)/SiO <sub>2</sub> /Si pour 5μm de SiO <sub>2</sub>	LiNbO <sub>3</sub>	Mode isolé	5200	≈ 0
	LiTaO <sub>3</sub>	Mode isolé	4900	≈ 0
Quartz/TPP(e=50μm)/Quartz	LiNbO <sub>3</sub>	Aucun		
	LiTaO <sub>3</sub>	Mode isolé	3800	Logiciel limité
Diamant/TPP(e=1μm)/Diamant	LiNbO <sub>3</sub>	Mode isolé	8700	≈ -10
	LiTaO <sub>3</sub>	Mode isolé	7500	≈ -10

TABLE 3.2 – Récapitulatif des modes excités et de certaines caractéristiques dans les TPP en niobate et tantalate de lithium et dans les structures guides d'ondes

Il ressort de ces travaux l'existence de nombreux degrés de liberté pour l'optimisation des transducteurs polarisés périodiquement, avec comme matériaux d'excitation le niobate et le tantalate en coupe Z, présentant des propriétés ferroélectriques très proches mais des vitesses des ondes élastiques notablement différentes, permettant l'utilisation de matériaux de guidage multiples : quartz, silicium, silice, diamant, niobate et tantalate de lithium selon des modalités définies. D'autres matériaux de guidage sont bien sûr envisageables : nitrure d'aluminium (dans la mesure où des couches épaisses pourraient être synthétisées), saphir, carbure de silicium sont les candidats les plus en vue. Nous allons maintenant passer à la partie fabrication du résonateur à ondes élastiques guidées par du silicium et excitées par un TPP de période 50 μm et d'épaisseur 500 μm et également d'épaisseur 30 μm afin de se positionner sur les points optima calculés dans la partie 3.3.2.



## Chapitre 4

# Fabrication du résonateur à base de transducteur polarisé périodiquement

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes étapes technologiques nécessaires à la fabrication de résonateurs sur guides d'ondes à base de TPPs. Nous traiterons distinctement chaque étape-clé de la fabrication de ce nouveau type de résonateur pour finir sur la conception de l'oscillateur.

Tout d'abord, nous porterons un intérêt particulier à la conception des TPPs qui seront la base de notre système. Nous expliquerons le fonctionnement de notre banc d'inversion de domaines par application d'un champ électrique et nous visionnerons quelques résultats d'inversion sur niobate et tantalate de lithium.

Ensuite, nous aborderons les techniques de report de plaques par collage métallique et nous présenterons notre procédé de collage à température ambiante adapté à des matériaux composites. De plus, nous mettrons en avant nos moyens de caractérisation des collages, notamment notre banc ultrasonore.

Nous développerons par la suite, notre savoir-faire dans le domaine des rodage et polissage de plaques. Cette étape est nécessaire afin d'amincir nos substrats dans le but d'obtenir un dispositif répondant aux caractéristiques optimales calculées dans le chapitre 3.

Enfin, nous examinerons différentes méthodes de connexion électrique permettant de caractériser nos résonateurs. Nous présenterons les procédés de fabrication liés à chaque type de connectique. La dernière étape consiste à insérer le résonateur dans une boucle d'oscillation dont nous expliquerons le fonctionnement et la fabrication.

## 4.1 Fabrication du TPP

Dans le chapitre 2, nous nous sommes concentrés sur l'aspect théorique de l'inversion périodique de domaines ferroélectriques dans le niobate ou le tantalate de lithium. Cette partie décrit la méthode employée pour fabriquer les transducteurs à domaines périodiquement alternés. Tout d'abord, nous présenterons notre banc d'inversion de domaines par application d'un champ électrique pour des substrats de 3 et 4 pouces de diamètre. Ensuite, nous définirons la structure périodique isolante fondée sur une résine photosensible en détaillant les procédés de photolithographie mis en œuvre. Enfin, nous utiliserons ces réseaux périodiques pour donner naissance aux TPPs.

### 4.1.1 Inversion des domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique

#### 4.1.1.1 Description du banc d'inversion de domaines ferroélectriques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'inversion de domaines est fondée sur l'application d'une impulsion électrique de part et d'autre du substrat ferroélectrique. Rappelons que le champ coercitif du niobate et du tantalate de lithium congruents est de 21 kV/mm. Etant donné que nous disposons de substrats de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, nous devons donc appliquer une différence de potentiel de 11 kV. Le schéma du montage est présenté en figure 4.1.

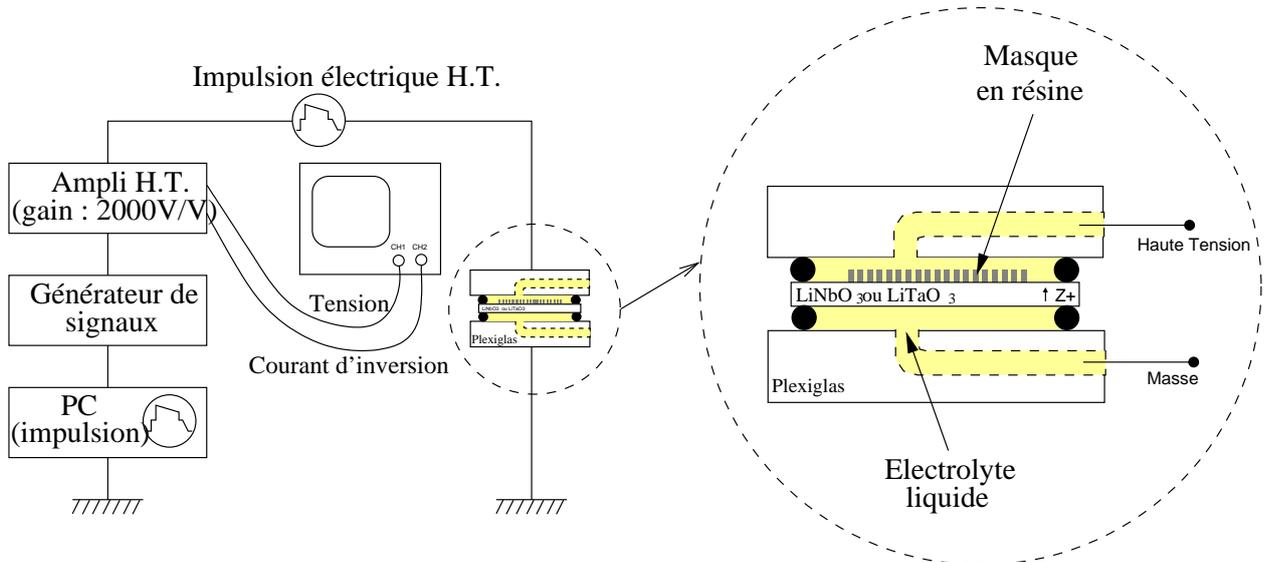


FIGURE 4.1 – Schéma synthétique du banc de polarisation [52]

Compte tenu des tensions élevées que nous devons utiliser pour réaliser une inversion de domaines, le banc de polarisation nécessite un amplificateur haute tension (HT) piloté par un générateur de signaux. Celui-ci reçoit l'impulsion préalablement programmée grâce à l'ordinateur. La source haute tension est ensuite connectée directement au substrat grâce à la cellule schématisée sur le zoom de la figure 4.1. L'amplificateur haute tension délivre une image basse tension qui nous permet de contrôler la tension externe et le courant délivrés grâce à un oscilloscope. Ces deux paramètres sont alors enregistrés et nous renseignent sur la dynamique de l'inversion de polarisation. Par ailleurs l'intégration temporelle  $i(t)$  nous donne la quantité de charges transférée dans le circuit, donc l'aire totale inversée. Ceci est possible car l'amplificateur fonctionne en régime de saturation pour fournir des charges compensant l'inversion de polarisation ( $I_{sat}=22,4$  mA) lorsque le champ total aux bornes du substrat est supérieur au champ coercitif.

Le dispositif permettant le contact électrolytique consiste en deux plaques de Plexiglas entre lesquelles le substrat est bloqué grâce à deux joints toriques circulaires en silicone qui servent de compartiment pour l'électrode liquide. Le Plexiglas est choisi pour ses propriétés non conductrices et de transparence, ce qui permet d'observer et d'éliminer les bulles éventuelles présentes dans le liquide, empêchant localement l'inversion de polarisation. En théorie, une solution saturée de chlorure de lithium [62, 101], caractérisée par sa haute conductivité, est employée comme électrolyte mais étant donné sa viscosité élevée lorsqu'elle est saturée, on préférera utiliser une solution de LiCl très légèrement diluée (ajout de 2 ml d'eau pour 250 ml de LiCl saturé) afin qu'elle puisse se répartir convenablement dans les motifs de l'isolant. Cela n'affecte pas l'efficacité de l'électrolyte et nous permet d'obtenir des motifs inversés de forme régulière. De plus, l'emploi d'huile de silicone sur les joints diminue les effets de bords permettant ainsi d'éviter les claquages des joints et de l'air. Il garantit également l'étanchéité du dispositif.

Néanmoins, il faut être très minutieux lors de la préparation de l'échantillon et éviter toute contamination (poussière, bulle, etc.) pour espérer réaliser une inversion réussie sur plus de 90 % de la surface. Lorsque l'échantillon est prêt, il suffit de connecter le dispositif au circuit électrique et de générer l'impulsion haute tension. La mise en œuvre technologique de ce banc développé par Jérôme Hauden et Emilie Courjon [52] est présentée sur la photographie de la figure 4.2. Nous utilisons un amplificateur HT « TREK 20/20B » délivrant des tensions de 0 à 20 kV qui est piloté par un générateur de signaux « HP 33120A ». Cette source HT est directement reliée à la cellule dans laquelle est placé le substrat ainsi qu'à un ordinateur qui nous permet de créer et de générer l'impulsion. Enfin, l'acquisition de la tension

et du courant délivrés lors de l'inversion est possible grâce à un oscilloscope « HP 54603B ».

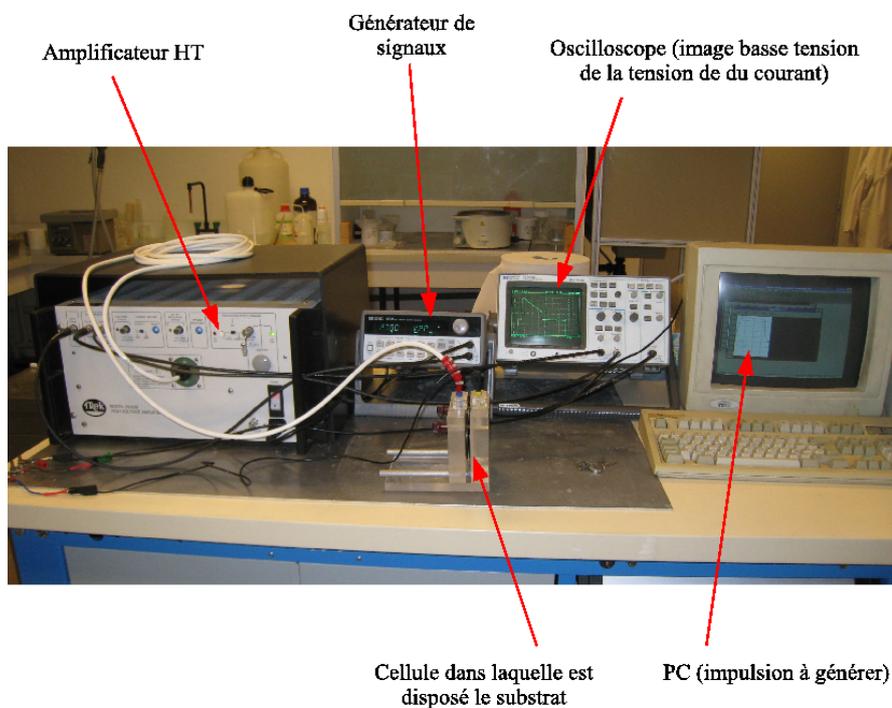


FIGURE 4.2 – Photographie présentant le banc d'inversion de domaines

Les dispositifs de maintien des substrats 3 et 4 pouces, fabriqués par nos soins, sont présentés en figure 4.3.

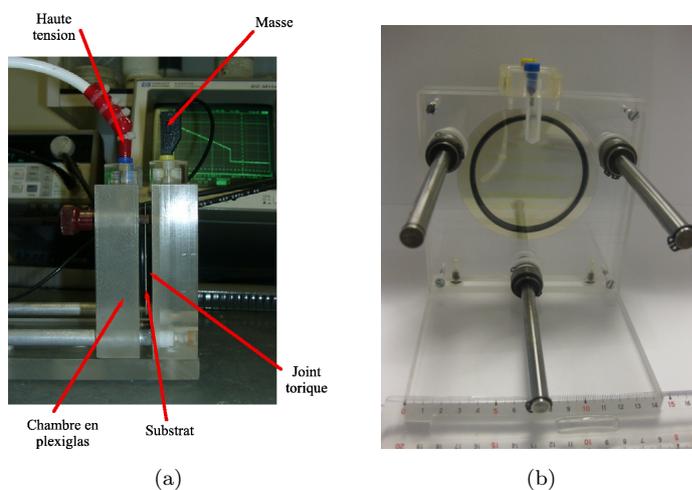


FIGURE 4.3 – Photographies des cellules de maintien de substrats (a) 3 pouces et (b) 4 pouces

Nous retrouvons dans ces dispositifs tous les éléments décrits précédemment. Sur la figure 4.3(b), nous observons des réseaux structurés en résine photosensible sur un substrat de niobate de lithium de diamètre 4 pouces. Nous allons expliquer dans le paragraphe suivant le rôle de cette résine et décrire sa mise en œuvre technologique.

#### 4.1.1.2 Définition de la structure périodique isolante

Nous avons choisi une structure définie par photolithographie pour assurer une isolation électrique périodique sur une des deux faces du matériau ferroélectrique, en l'occurrence la face  $Z+$ . L'autre face sera en contact sur toute sa surface avec l'électrode liquide en LiCl.

Nous avons testé différentes résines pour jouer le rôle d'isolant électrique. Les premiers essais ont montré que la résine positive « S1828 » (Shipley) jouait bien le rôle d'isolant électrique escompté, pour une épaisseur des motifs de résine optimisée à  $3,5 \mu\text{m}$ . La résolution des motifs fabriqués est néanmoins limitée étant donnée l'épaisseur de cette résine (résolution maximale d'environ  $5 \mu\text{m}$ ). Nous avons donc testé une résine plus fine, la « S1813 » (Shipley), pour une épaisseur de  $1,3 \mu\text{m}$ . Cependant, les tests ont démontré que pour une telle épaisseur, la résine n'est plus assez isolante. En effet, nous avons inversé la polarité du substrat sous toute la surface protégée par la résine. Nous avons donc changé de type de résine et étudié la résine « Ti09-XR » (Microchemicals), pour une épaisseur de  $0,9 \mu\text{m}$ . Cette résine inversible de haute résolution est usuellement préconisée pour la réalisation de procédés dits de lift-off (flancs rentrants). Cette particularité n'est pas un inconvénient dans notre cas, bien au contraire, car l'épaisseur de résine est constante dans les zones protégées, contrairement à une résine positive donnant un profil en trapèze comme le présente la figure 4.4. Lors de nos tests, cette résine a joué son rôle d'isolant et sera donc utilisée pour la définition de réseaux alternés de faibles périodes, soit inférieures à  $10 \mu\text{m}$ .

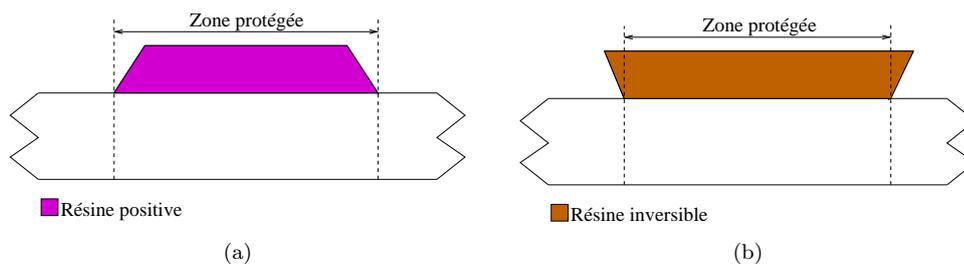


FIGURE 4.4 – Profils d'une résine positive (a) et inversible (b)

Les étapes de photolithographie réalisées pour les deux types de résine sont schématisées en figure 4.5.

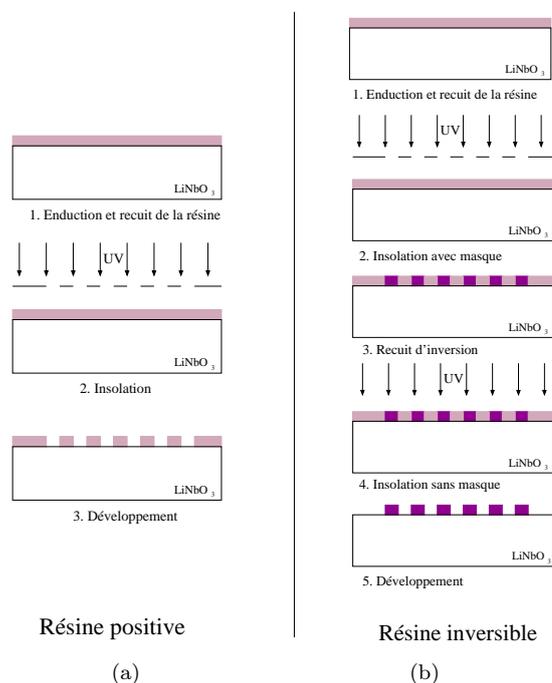


FIGURE 4.5 – Définition par photolithographie de la structure périodique isolante, (a) avec une résine positive telle que la résine « S1828 », (b) avec une résine inversible telle que la résine « Ti09-XR »

Nous remarquons, que le procédé de lithographie de la résine réversible est plus complexe que celui utilisé pour de la résine positive. Ainsi, nous avons choisis la résine « S1828 » pour des réseaux alternés de périodes supérieures à  $10\ \mu\text{m}$  et la résine « Ti09-XR » pour des motifs inférieurs à  $10\ \mu\text{m}$  de période.

L'étape la plus délicate est le recuit de la résine permettant d'éliminer les solvants. En effet, le niobate de lithium ainsi que le tantalate de lithium sont deux matériaux pyroélectriques. Les paramètres de recuit ont donc été adaptés de façon à ne pas créer de chocs thermiques. Pour cela, nous cuisons la résine dans une étuve à  $95\ ^\circ\text{C}$  car la température est homogène puis nous la laissons à température ambiante quelques heures pour que le substrat ferroélectrique se décharge avant de l'insoler. De cette façon, des motifs avec différentes périodes ont été réalisés en fonction de l'application visée. Nous présentons en figure 4.6 un exemple schématique d'un masque de réseaux périodiques adapté pour des résines positives. Pour les inversibles, il faut inverser la polarité de ce masque. Les réseaux sont séparés, centrés et ne doivent pas dépasser la surface du joint torique utilisé pour délimiter les électrodes liquides. L'ouverture acoustique est choisie supérieure à 100 longueurs d'ondes [85, 86].

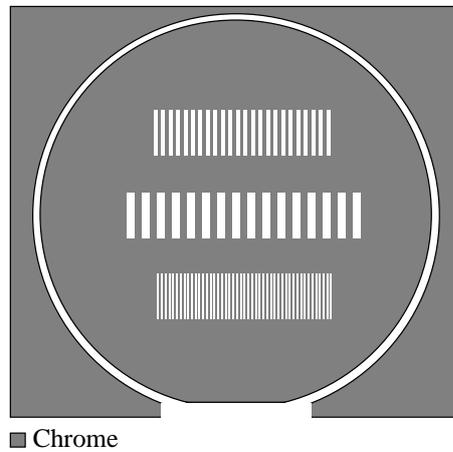


FIGURE 4.6 – Masque en chrome utilisé lors de l’insolation d’une résine positive pour structurer des réseaux périodiques

Nous présentons en figure 4.7 la photographie d’un substrat de diamètre 4 pouces en niobate de lithium avec des réseaux périodiques théorique de  $50\ \mu\text{m}$  structurés en résine ainsi qu’un zoom obtenu par microscope optique.

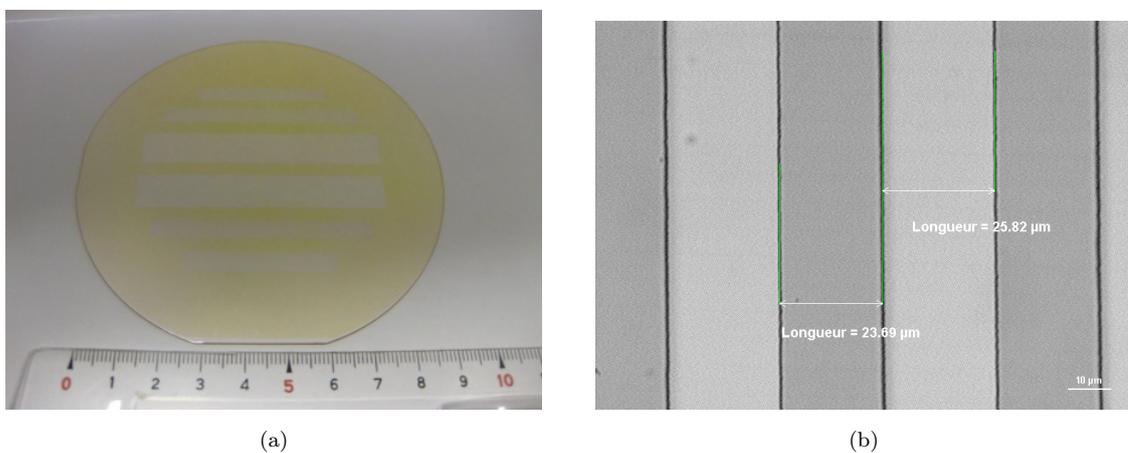


FIGURE 4.7 – (a) Photographie d’un substrat de diamètre 4 pouces en niobate de lithium recouvert de résine « S1828 » structurée (six réseaux périodiques de  $50\ \mu\text{m}$  de période environ) et (b) mesures de la largeur des traits obtenues sur ce substrat avec un microscope optique

Nous remarquons que nous n’obtenons pas une résine structurée de période  $50\ \mu\text{m}$  précisément. En effet, lors de l’étape de développement de la résine, un phénomène de « sur-développement » intervient ce qui modifie légèrement les cotes.

### 4.1.2 Inversion de domaines périodiques sur niobate et tantalate de lithium

Avant toutes choses, il est nécessaire de faire une brève description des substrats utilisés. Comme nous l'avons dit précédemment, le retournement de la polarisation est fait suivant l'axe  $Z$ . Il nous faut donc des substrats de niobate de lithium ou de tantalate de lithium de coupe ( $ZX$ ), de façon à ce que l'axe  $Z$  soit normal à la plaque. Les différents substrats ont été achetés auprès de deux entreprises américaines, « Crystal Technology » en ce qui concerne le  $\text{LiNbO}_3$  et « Red Optronics » pour le  $\text{LiTaO}_3$ . Ils sont de composition dite congruente, font 3 et 4 pouces de diamètre, 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et présentent un polissage dit de qualité « optique » sur les deux faces. Il est important de rajouter que pour une campagne de fabrication, nous utilisons des substrats provenant tous de la même boule donc ont été fabriqués en même temps. Ceci permet de garantir au mieux la reproductibilité de l'étape d'inversion sur les différentes plaquettes. Enfin, ils possèdent un deuxième méplat permettant de distinguer la face  $Z+$  de la face  $Z-$ .

Nous proposons en annexe C un résumé des études réalisées sur l'inversion de domaines en mettant en évidence les résultats de photolithographie et d'inversion correspondant pour différentes résines.

#### 4.1.2.1 Réseaux périodiques sur niobate de lithium

La première étape essentielle lors de la fabrication d'un TPP consiste à choisir l'isolant électrique en fonction de la période désirée. Rappelons que nous utilisons la résine « S1828 » pour des périodes supérieures à 10  $\mu\text{m}$  et la résine « Ti09-XR » dans les autres cas. Une fois le masque de résine structuré sur le substrat, il reste à programmer l'impulsion électrique définie dans le chapitre 2 en figure 2.11 et à l'appliquer sur la plaque.

On rappelle que la durée de la rampe d'inversion  $\Delta t$  dépend de la surface à inverser, de la polarisation spontanée et du courant d'inversion.

La figure 4.8 présente un exemple de courbes tension-courant que l'on peut obtenir. Il s'agit d'un zoom sur la partie haute de l'impulsion. Cet exemple correspond à une inversion de réseaux périodiques de période 50  $\mu\text{m}$  sur un substrat de niobate de lithium de diamètre 3 pouces. La durée  $\Delta t$  calculée de la rampe d'inversion est de 33 ms. Ainsi, nous avons programmé une rampe de 60 ms égale à environ deux fois cette durée.

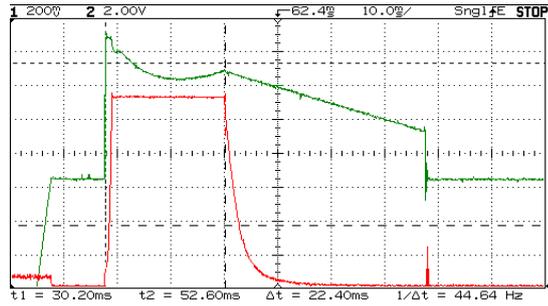


FIGURE 4.8 – Courbes obtenues sur l’oscilloscope, lors d’une inversion de domaines sur un substrat de diamètre 3 pouces de niobate de lithium, centrées sur le début de l’impulsion ; tension (courbe verte) et image du courant (courbe rouge)

Sur cette figure, nous pouvons observer les formes typiques de la tension et du courant délivrés lors d’une inversion de domaines réussie : on observe une chute de tension ainsi qu’un pic de courant lorsque la polarisation s’inverse. L’amplificateur fonctionne en mode de saturation, c’est pour cette raison que l’intensité du courant est maintenue à une valeur constante pendant l’inversion. On peut également noter que le processus s’arrête de lui-même ; ce phénomène est appelé « self-termination » en anglais. Au moment où l’intensité du courant chute, la croissance des domaines se poursuit sous l’isolant ; le champ électrique sous la résine est alors inférieur au champ coercitif, la vitesse de croissance des murs des domaines chute alors brutalement et la quantité de charges apportées sur la surface des zones inversées diminue lentement puis s’annule. Notons enfin que les domaines formés sont stables car aucun courant négatif de « backswitching » n’est observé car le paramétrage de l’impulsion électrique a été optimisé en ce sens.

Avant d’enlever le substrat du banc, nous calculons la quantité de charges transférées pour compenser l’inversion de domaines afin de la comparer à la valeur théorique de façon à savoir si l’inversion est totale ou non, ou s’il y a eu « sur-inversion », c’est-à-dire inversion sous l’isolant. Pour ce faire, nous utilisons un programme qui calcule l’aire effective sous la courbe de courant, ce qui nous permet de remonter à la quantité de charges transférées par la formule :

$$Q = \int I_{pol} \Delta t = 2P_s A. \quad (4.1)$$

Nous trouvons pour le cas présenté en figure 4.8 une quantité de charges transférées de 540  $\mu\text{C}$  correspondant à une durée  $\Delta t$  de 41 ms. Théoriquement, nous avions calculé une durée de 33 ms, on en conclut qu’il y a eu « sur-inversion ».

Après cette vérification, nous enlevons le substrat du banc et nous le nettoyons d’abord avec de l’alcool afin d’enlever le chlorure de lithium restant puis dans l’acétone pour éliminer le masque de résine. Un second passage dans un bain d’alcool

propre permet d'éliminer l'acétone. Les domaines créés sont ensuite caractérisés au microscope optique. Nous proposons en figure 4.9 quelques images de réseaux de différentes périodes (de 200 à 5  $\mu\text{m}$ ) faites par microscope optique avec lumière polarisée.

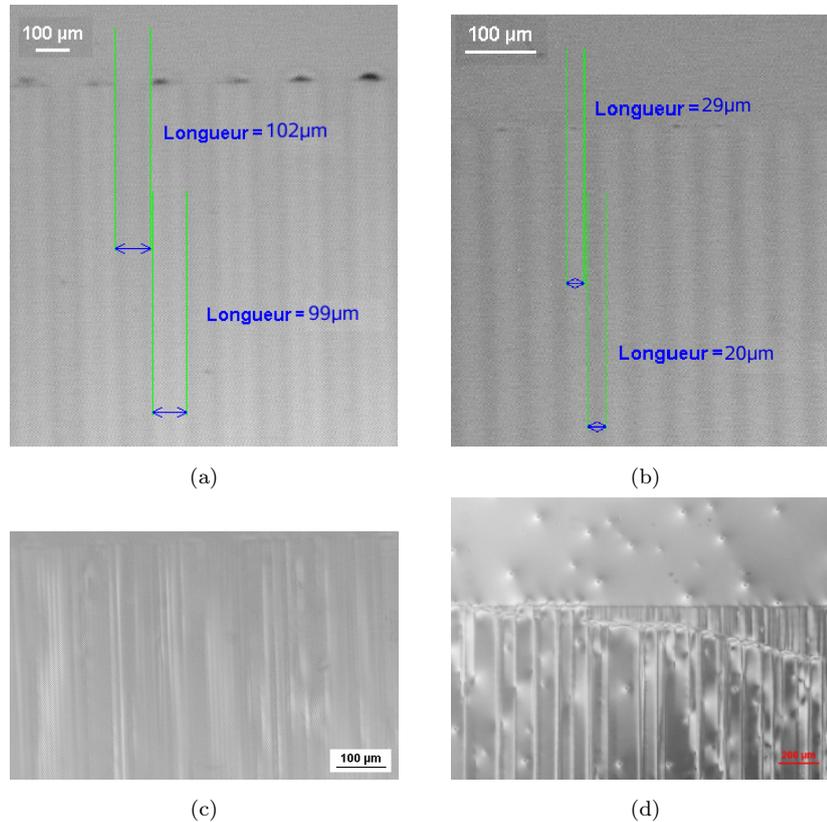


FIGURE 4.9 – Inversion de domaines vues au microscope optique de réseaux, (a) de période théorique de 200  $\mu\text{m}$  (expérimentalement nous obtenons 201  $\mu\text{m}$ ), (b) de période théorique 50  $\mu\text{m}$  (expérimentalement 49  $\mu\text{m}$ ), (c) de période 10  $\mu\text{m}$  et (d) de période 5  $\mu\text{m}$  sur des plaques de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur

Nous proposons une autre technique de visualisation des réseaux par gravure des domaines dans un bain acide. En effet, dans sa thèse [57], Anthony Martinez observe que le niobate de lithium orienté Z- se grave plus rapidement dans un bain de HF que celui orienté Z+. Ainsi, nous avons plongé nos échantillons inversés dans un bain de HF pur à 40 % pendant une demi heure. La figure 4.10 correspond à l'image d'un réseau de période 50  $\mu\text{m}$  plongé dans un bain de HF obtenue au microscope optique ainsi qu'à son profil. Cette caractérisation est destructive mais peut trouver un intérêt pour structurer le matériau ferroélectrique. Dans le cas de résonateur, nous pourrions utiliser ce phénomène pour créer une rupture d'impédance pour fabriquer un réseau de Bragg.

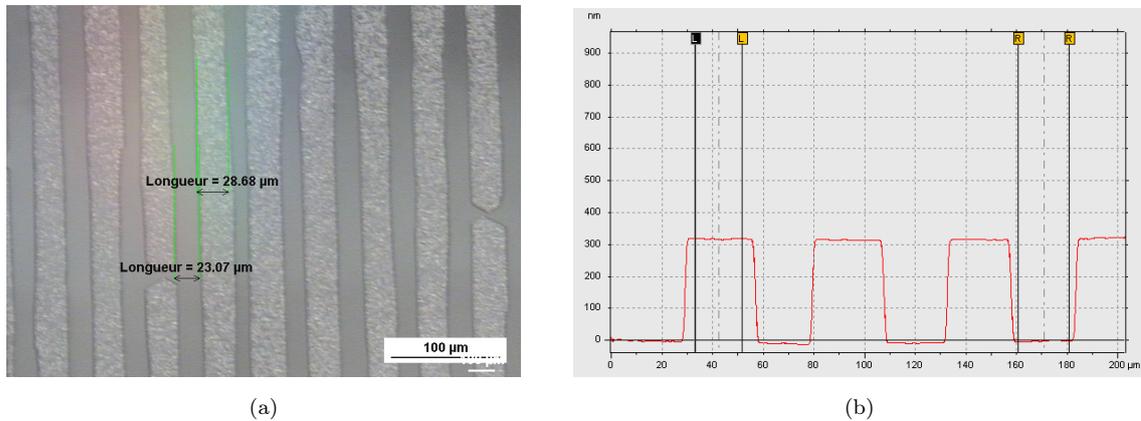


FIGURE 4.10 – (a) Vue des domaines par microscope optique d’un réseau de période 50  $\mu\text{m}$  en niobate de lithium qui a été plongé dans un bain de HF et (b) mesure du profil par profilomètre

Nous remarquons que le rapport cyclique des réseaux se détériore lorsque la période diminue (à l’erreur de lecture près). En effet, le rapport cyclique est un paramètre très difficile à maîtriser car les domaines s’élargissent sous l’isolant (cf. partie 2.1.2.4) [57]. Ce phénomène de « sur-inversion » est d’autant plus critique que la période est faible comme nous pouvons l’observer sur les figures 4.9(c, d) avec une inversion par « blocs ». Une première solution très simple pour essayer de remédier à ce problème est de tenir compte de ce phénomène sur le masque en jouant sur le rapport cyclique de la lithographie. Toutefois, cette solution est vite limitée pour des périodes inférieures à 10  $\mu\text{m}$  car nous arrivons aux limites des techniques de photolithographie classique. Par conséquent, nous proposons une autre solution qui consiste à amincir préalablement le substrat ferroélectrique afin de réduire le champ électrique appliqué lors de l’inversion. En effet, en réduisant la différence de potentiel appliquée sur le substrat, nous allons réduire les lignes de champs qui se propagent sous l’isolant [57]. Pour ce faire, nous procédons à l’amincissement du substrat par des techniques de rodage et polissage que nous détaillerons par la suite. Nous nous limitons à une épaisseur de 250  $\mu\text{m}$  car la plaque devient trop fragile pour des épaisseurs plus faibles. Nous réduisons ainsi par deux le champ électrique à appliquer, soit environ 5 kV. Les résultats d’inversion de réseaux de période 5  $\mu\text{m}$  utilisant ce procédé sont très encourageants comme le montre la figure 4.11.

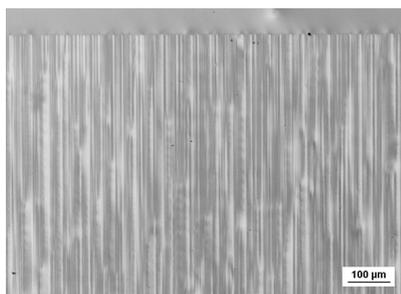


FIGURE 4.11 – Inversion de domaines vue au microscope optique de réseaux de période 5  $\mu\text{m}$  sur une plaque de niobate de lithium de 270  $\mu\text{m}$

Maintenant que nous sommes au point avec la fabrication de réseaux alternés sur niobate de lithium (de période 5  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$ ), nous allons nous intéresser à celle sur tantalate de lithium.

#### 4.1.2.2 Réseaux périodiques sur tantalate de lithium

L'inversion périodique des domaines sur tantalate de lithium est très semblable à celle sur niobate de lithium. Ainsi, nous allons présenter seulement les points sur lesquels le tantalate diffère du niobate de lithium. La première différence concerne l'impulsion électrique appliquée : elle comporte une phase de stabilisation des domaines nettement plus longue que sur niobate soit de trois secondes comme le présente la figure 2.11 du chapitre 2. On rappelle qu'elle n'est que de 70 ms pour le niobate de lithium.

La seconde différence réside dans les paramètres du calcul de la durée de la rampe d'inversion. En effet, ils doivent être modifiés car la polarisation spontanée du tantalate de lithium est de  $55 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ , soit 30 % de moins que celle du niobate. En dehors de ces deux paramètres, le procédé d'inversion est identique à celui sur niobate de lithium. Nous présentons une image d'inversion de domaines de période 50  $\mu\text{m}$  sur du tantalate de lithium en figure 4.12.

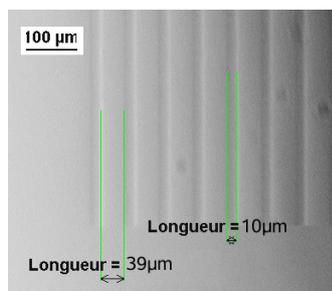


FIGURE 4.12 – Inversion de domaines sur tantalate de lithium vue au microscope optique (réseaux théoriques de période 50  $\mu\text{m}$ )

Nous observons sur cette figure, des périodes mieux résolues que sur niobate de lithium (aucune coupure des domaines). Cependant l'effet de « sur-inversion » est plus prononcé que sur niobate de lithium.

Vue qu'il est difficile de respecter un rapport cyclique de 50 %, nous avons étudié l'influence du rapport cyclique sur la réponse du transducteur polarisé périodiquement. Les résultats sont présentés en annexe D. En résumé, tant que le rapport cyclique des réseaux n'est pas inférieur à 30 %, les transducteurs sont exploitables. Après avoir étudié la méthode de fabrication de domaines périodiquement alternés, nous allons présenter l'exploitation de ces réseaux en tant que transducteur polarisé périodiquement.

### 4.1.3 Réalisation du TPP

L'inversion de domaines est largement utilisée pour des applications optiques [101]. Nous allons, dans notre cas, les exploiter dans une autre application touchant le domaine de l'acoustique, en fabriquant des transducteurs à ondes élastiques guidées. Pour ce faire, nous allons utiliser les propriétés piézoélectriques du matériau ferroélectrique. Ainsi, pour exciter des ondes élastiques, nous devons fabriquer des électrodes de part et d'autre des réseaux périodiquement inversés. Nous proposons en figure 4.13 un procédé de fabrication de ces TPPs (figure (a)) et une photographie d'un substrat ayant subi toutes les étapes technologiques (figure (b)).

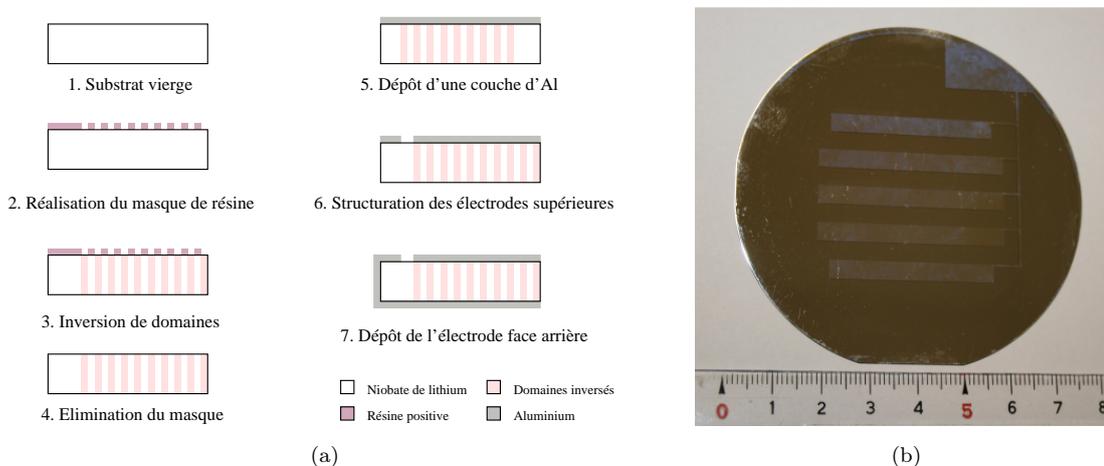


FIGURE 4.13 – (a) Etapes de réalisation des transducteurs polarisés périodiquement et (b) photographie d'un substrat 3 pouces avec électrodes présentant 5 TPPs

Le transducteur polarisé périodiquement ainsi conçu est prêt à être testé. Les caractérisations seront présentées dans le chapitre 5. Nous poursuivons maintenant la description de la fabrication du résonateur à ondes guidées à base de TPP en passant à l'étape de report du transducteur sur un matériau de guidage des ondes.

## 4.2 Report de plaques

Les simulations du chapitre 3 montrent que le silicium est un bon candidat pour la fabrication de guides d'ondes. Il est de plus bon marché, bien adapté aux techniques de microfabrication et nous l'achetons en substrat de diamètre 3 ou 4 pouces avec un TTV (« Total Thickness Variation ») contrôlé inférieur à 3  $\mu\text{m}$  chez « Siltronix », idéal pour le reporter sur un autre matériau. C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser un véhicule de test à base de silicium.

### 4.2.1 Collage métallique par compression

De nombreux articles dans la littérature démontrent qu'il est possible de coller des substrats via une interface métallique par diffusion métal/métal [102, 103, 104]. Cependant, tous les essais ont été réalisés à des températures supérieures à 300 °C. Une telle température ne nous est pas accessible compte tenu de l'écart des propriétés thermoélastiques des deux matériaux et plus particulièrement des écarts entre les dilatations thermiques du silicium et du niobate ou tantalate de lithium entraînant des contraintes thermodifférentielles lors du retour à l'ambiante dépassant la limite élastique des deux matériaux. Néanmoins, cette méthode nous semble judicieuse pour d'une part, éviter les pertes acoustiques dues à l'utilisation d'un polymère en tant que « colle » et d'autre part pour utiliser cette couche métallique comme électrode enterrée. Pour ces raisons, nous avons entrepris le développement de ce procédé à basse température. Bien que différents matériaux puissent être utilisés pour réaliser l'interface métallique [104, 105], nous avons choisi de travailler avec de l'or étant donné son caractère inoxydable et ductile. Nous utilisons des substrats de silicium de 3 ou 4 pouces de diamètre suivant le diamètre du substrat ferroélectrique, de 380  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de TTV contrôlé (inférieur à 3  $\mu\text{m}$ ).

Des premiers tests de collage composite à basse température ont été réalisés au sein de notre laboratoire par Dorian Gachon et Emilie Courjon [29, 52] en assemblant ainsi deux substrats recouverts d'une fine couche d'or (environ 150 nm) dans la machine de « Wafer Bonding » à 30 °C pendant douze heures. Nous avons remarqué que ses collages n'étaient pas reproductible en terme de qualité de collage. En effet, lors de la découpe par la scie des dispositifs, il arrivait que l'empilement des maté-

rioux se séparait aux interfaces métalliques. Nous avons ainsi décidé de modifier le procédé en ajoutant une étape de pression supplémentaire et en s'affranchissant des problèmes liés à la dilatation thermique des matériaux en effectuant notre collage à température ambiante. Le nouveau protocole est le suivant :

1. Nettoyage des substrats (bain Piranha constitué d'acide sulfurique et de peroxyde d'hydrogène ou bain sulfochromique) afin d'éliminer toutes pollutions en surface des plaquettes, durée 15 minutes,
2. Dépôt par pulvérisation cathodique de 40 nm de chrome puis de 150 nm d'or sur les faces des deux substrats à coller ; la couche de chrome sert de couche d'accroche car l'or n'adhère pas directement sur les substrats, durée 45 minutes,
3. Positionnement des deux plaques dans la machine de « Wafer Bonding » faces métallisées en regard et création d'un vide à  $10^{-2}$  mbar et pression à 4000 N afin de réaliser un pré-collage des deux substrats dans un environnement contrôlé, durée 5 minutes,
4. Nouvelle pression à 40000 N avec une presse hydraulique afin de chasser les éventuelles bulles d'air prisonnières à l'interface et de finaliser le collage, durée 15 minutes.

La durée complète de ce procédé de collage est inférieure à deux heures. Maintenant, afin de qualifier nos collages, nous devons les caractériser. Pour ce faire, différentes techniques destructives ou non sont listées dans le paragraphe suivant.

## 4.2.2 Caractérisations des collages : méthodes destructives ou non

### 4.2.2.1 Méthodes destructives : arrachement et observation de l'interface

Une première solution envisagée dans la thèse de Damien Hermelin [106] est un test d'arrachement mécanique destructif.

Une seconde solution donnant un aperçu de l'interface or-or entre les deux matériaux est l'utilisation d'un Microscope à Balayage Electronique (MEB). Pour ce faire, nous plaçons dans le MEB une tranche du collage et nous focalisons sur l'interface or/or. La figure 4.14 présente deux collages d'un substrat de silicium sur niobate de lithium. La figure 4.14(a) présente un collage dont on ne distingue qu'une seule couche d'or à l'interface entre les des deux tranches. Cette caractérisation nous fait penser que les deux couches d'or soumises à l'intense pression mécanique s'amalgament, donnant lieu à une couche métallique à première vue homogène. La figure 4.14(b) présente un collage dont les couches d'or n'ont pas diffusé avec la présence d'un espace entre les deux couches métalliques.

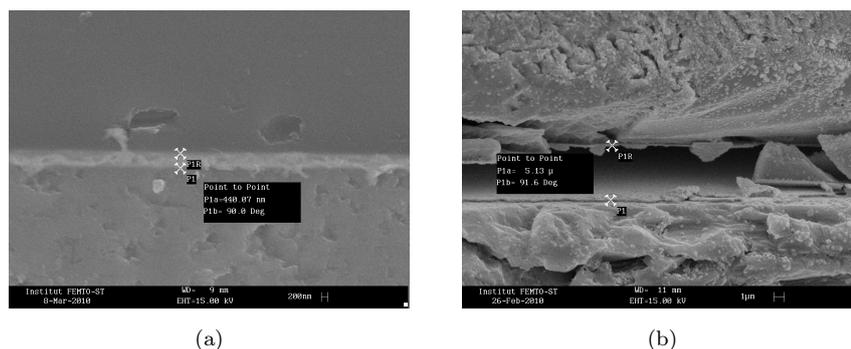


FIGURE 4.14 – Images MEB d’un collage métallique à température ambiante, (a) dont les deux couches d’or sont liées et (b) avec un espace d’air entre les deux matériaux

Ces deux solutions sont représentatives de la qualité du collage mais uniquement de façon ponctuelle et elles sont destructives. Nous proposons dans le paragraphe suivant la description du banc ultrasonore mis en place par notre équipe permettant de caractériser l’interface de collage d’un substrat entier par balayage sans destruction du dispositif.

#### 4.2.2.2 Méthode non destructive : caractérisation ultrasonore

Nous avons mis en place un banc de caractérisation ultrasonore permettant d’estimer le pourcentage de zones collées de substrats composites de 3 ou 4 pouces de diamètre.

Nous reportons en figure 4.15 une photo du banc de caractérisation ultrasonore en immersion avec une plaquette en position, prête à être caractérisée.

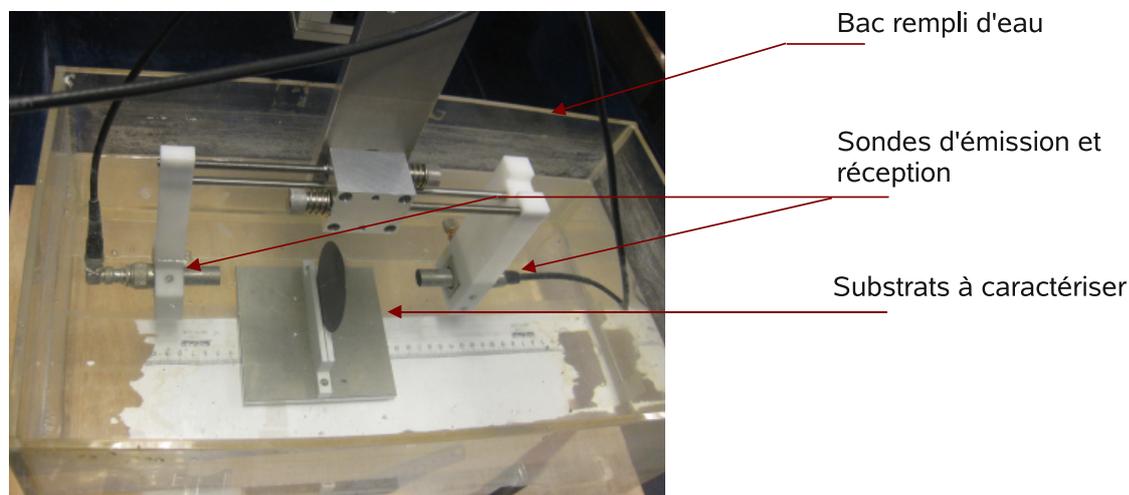


FIGURE 4.15 – Bac à ultrasons permettant une étude qualitative du collage entre substrats

Le principe de caractérisation du collage est fondé sur la diffraction acoustique d'une onde longitudinale. Pour une plaque sans défaut, en dehors des effets de réflexion aux dioptries solide/liquide et solide/solide, on détecte aisément la transmission du signal acoustique émis. La présence d'un défaut même ponctuel entraîne un déficit notable d'énergie acoustique transmise, voire aucune transmission dans le cas d'un dioptre solide/air franc (cas d'un défaut de collage caractérisé). Les sondes ultrasonores sont focalisées, le point focal est réglé au voisinage de l'interface. Nous balayons avec les sondes la plaque composite à caractériser et nous acquérons un C-scan, soit une cartographie planaire de l'interface, à l'aide d'un logiciel. La figure 4.16 présente deux acquisitions d'un même substrat composite, l'une avant le passage du substrat sous la presse hydraulique et l'autre après.

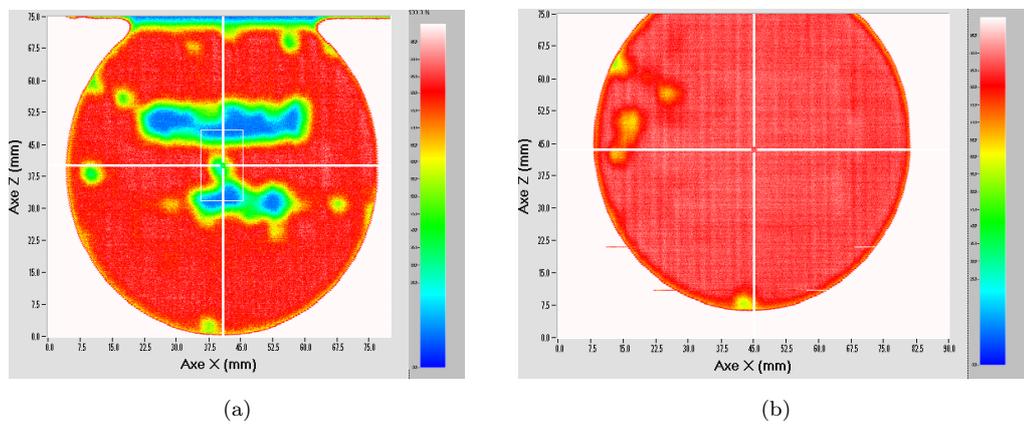


FIGURE 4.16 – Caractérisations par échographie d'un collage d'un substrat de 3 pouces de silicium sur un substrat de niobate de lithium (a) collage avant le passage sous la presse hydraulique, (b) collage après pression à 40000 N

Nous repérons sur la figure 4.16(a) deux zones bleutées correspondant à un minimum de puissance transmise de l'onde et traduisant ainsi une rupture d'impédance créée par de l'air. En pressant la structure à la presse hydraulique à 40000 N, nous réduisons considérablement cette zone, ce qui permet d'homogénéiser le collage. Cette étape de renforcement de collage est primordiale pour garantir le guidage homogène des ondes élastiques. De plus, il est essentiel de minimiser les zones non collées pour l'étape d'amincissement du substrat ferroélectrique. En effet, si le collage est défec-tueux et en particulier si des bulles d'air restent piégées à l'interface, les substrats se décolleront ou présenteront de nombreux défauts en surface comme le présente la photographie de la figure 4.17.

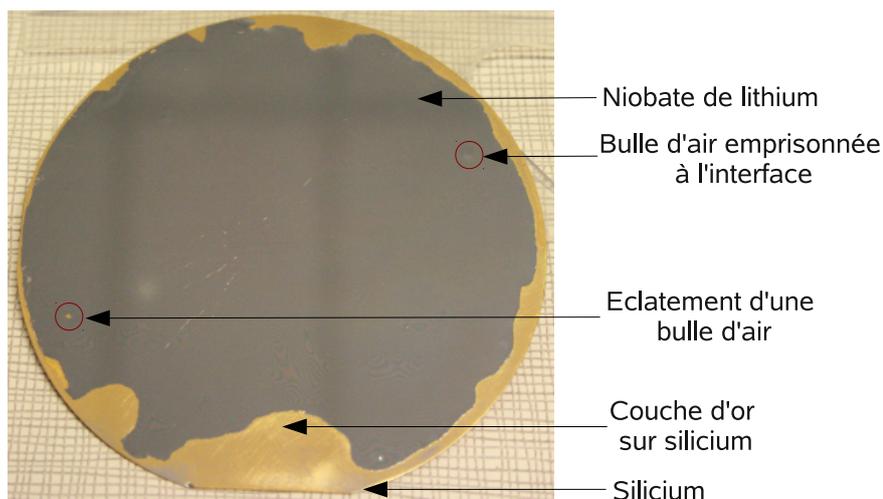


FIGURE 4.17 – Photographie d'un substrat composite silicium-niobate de lithium dont on a aminci le niobate de lithium à environ 50  $\mu\text{m}$  avec mise en évidence de défauts structurels résultant d'un collage localement défectueux ou insuffisant

Une fois l'étape de collage réalisée, il faut maintenant amincir le substrat composite. Nous allons présenter dans la partie suivante les moyens technologiques mis en place pour amincir des substrats de diamètre 3 et 4 pouces jusqu'à une dizaine de microns.

### 4.3 Amincissement de plaques composites

Dans cette étude, nous présentons un savoir-faire acquis par notre équipe concernant le rodage et le polissage de substrats de silicium, quartz, niobate et tantalate de lithium en diamètre 3 et 4 pouces. Tout d'abord, un bref historique sur le rodage sera proposé et nous poserons quelques définitions. Ensuite, nous ferons un bilan des multiples machines de notre laboratoire dédiées au rodage et polissage en expliquant leurs principes de fonctionnement ainsi que les applications visées. Nous proposons en annexe E les plans d'expériences qui ont permis de guider notre recherche ainsi que les procédés établis.

#### 4.3.1 Rodage et polissage

##### 4.3.1.1 Bref historique

Le rodage fait partie des technologies les plus anciennes ayant suscité la fabrication de machines dédiées. Le principe du rodage peut être expliqué de manière basique par la figure 4.18. Le procédé de rodage est le résultat de l'interaction entre la

friction rotative du matériau sur le support de rodage, la vitesse, la charge, les grains d'abrasifs et le liquide.

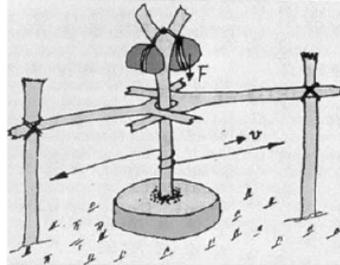


FIGURE 4.18 – Principe du procédé de rodage (ébauche provenant de Deutsches Museum à Munich, Allemagne)

Un croquis illustrant une machine permettant de roder une face d'un matériau imaginée par Léonard de Vinci est présenté en figure 4.19. Ce concept proposé en 1493 par le maître italien de la renaissance a été seulement reconnu comme applicable en 1950.

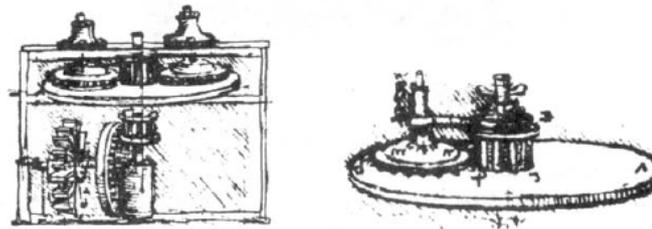


FIGURE 4.19 – Concept d'une rôdeuse simple face conçu par Léonard de Vinci en 1493 avec contrôle de la vitesse de rotation par l'opérateur [107]

Les machines de rodage ont été développées pour différents usinages de matériaux et ont été consolidées et industrialisées depuis les années 90. Maintenant, les rôdeuses sont employées régulièrement dans les domaines des céramiques, du verre, des mono-cristaux ou d'autres matériaux durs. Après découpe des matériaux, un travail de précision pour uniformiser les épaisseurs et optimiser la planéité des pièces est indispensable et pour l'instant, le procédé de rodage est le plus utilisé.

#### 4.3.1.2 Rodage et polissage : Quelques définitions

Le rodage plan est une opération mécanique qui améliore la planéité et l'état de surface d'une pièce par un enlèvement de matière. C'est un procédé par abrasion. Nous distinguons deux degrés de qualité d'état de surface principaux, en fonction des

rugosités souhaitées : le rodage et le polissage. Afin de roder et de polir des plaques, de nombreux produits et du matériel adaptés sont indispensables. En effet, nous trouvons sur le marché un vaste panel de machines (rôdeuse simple ou double face manuelle ou automatisée) et d'abrasifs (carbure de silicium, opaline, silice colloïdale, diamant, etc.). Une des données fondamentales du rodage est l'utilisation d'abrasifs dans un milieu chimique (un liant), permettant de garder les particules d'abrasifs libres. Ce mélange abrasif est injecté entre la pièce et le support de rodage. La géométrie de la pièce est directement induite par la géométrie du plateau de rodage. Pour garantir ces deux critères, les choix de l'abrasif, du liant et du plateau sont à ajuster en fonction de la pièce à usiner.

Le polissage permet l'obtention d'une surface « polie miroir » à l'aide d'un disque de polissage et d'un mélange abrasif également. Les disques de polissage peuvent être flockés, tissés, en polyuréthanes ou compressés. Ils sont très doux (contrairement aux plateaux de rodage) et leur structure permet à l'abrasif de pénétrer plus ou moins profondément de façon à obtenir une surface polie de grande qualité. Les abrasifs sont regroupés en deux gammes : les abrasifs diamants et les abrasifs conventionnels (oxyde d'aluminium, carbure de silicium, silice colloïdale, etc). Le type d'abrasif est caractérisé par sa nature, sa granulométrie et sa forme (poudre ou liquide). Tous ses paramètres sont à ajuster pour chaque matériau afin d'obtenir les résultats escomptés. En effet, nous distinguons différents objectifs de polissage suivant l'application : le polissage d'aspect où le contrôle principal est simplement visuel et le polissage fonctionnel où le contrôle va être défini par une valeur précise en état de surface. Nous relèverons ainsi les valeurs caractéristiques principales de l'état de surface, soient  $Ra$ ,  $Rt$ ,  $Rp$  et  $Rc$  définies sur la figure 4.20. Ce type de polissage est largement demandé dans les domaines de l'optique et de l'acousto-électronique [107].

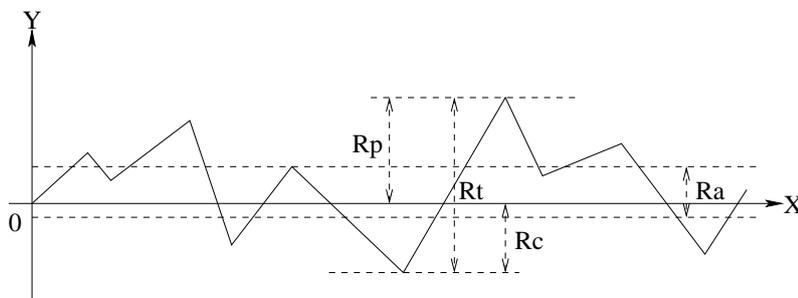


FIGURE 4.20 – Paramètres de mesure de rugosité

### 4.3.2 Les machines de rodage et polissage : procédés mis en œuvre et applications

Nous proposons en annexe E les plans d'expériences établis et un résumé des procédés de rodage et polissage optimaux pour divers matériaux.

#### 4.3.2.1 Les rôdeuses simple et double face

Notre laboratoire dispose de deux rôdeuses : une rôdeuse simple face qui permet de traiter une seule des deux faces d'un substrat et une rôdeuse double face qui agit sur les deux faces simultanément. Nous allons maintenant définir les différentes possibilités de fonctionnement de ces deux machines et établir des procédés optimaux en termes de vitesse de rodage et de rugosité pour le silicium, le niobate et tantalate de lithium.

La rôdeuse simple face, de marque « Stähli », est équipée d'un plateau en laiton entraîné par un moteur à vitesse constante et d'un minuteur aménagé par nos soins afin de la rendre plus commode d'utilisation et de maîtriser au mieux la planéité et l'épaisseur finale du substrat. Nous présentons en figure 4.21 une photographie de cette rôdeuse avec ses équipements supplémentaires.

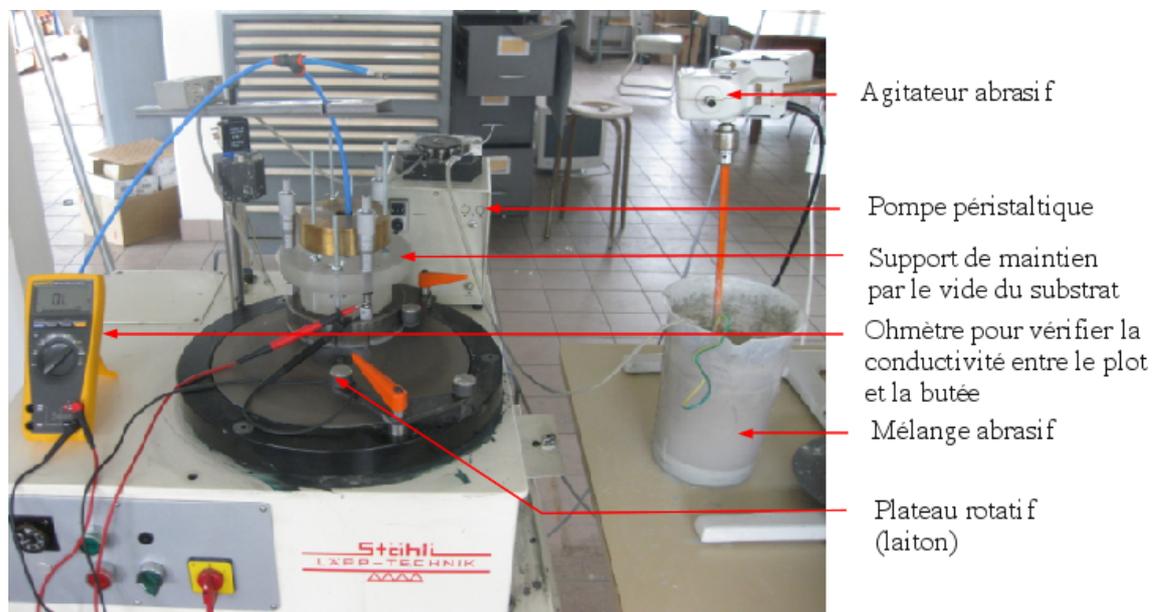


FIGURE 4.21 – Rôdeuse simple face « Stähli » avec équipements supplémentaires

Tout d'abord, nous avons modifié le circuit de distribution d'abrasif. En effet, nous réalisons notre mélange (eau, abrasif en poudre, huile) dans un pot de trois litres, extérieur à la machine afin de faciliter l'approvisionnement en abrasif. Un malaxeur permet de constamment mélanger la préparation afin d'éviter les dépôts d'abrasifs.

Les intérêts de ne pas effectuer le mélange dans la cuve vendue avec la machine sont une meilleure accessibilité, une solution homogène et un nettoyage facile. Nous avons par ailleurs disposé une pompe péristaltique pour alimenter le plateau en abrasif. Nous pouvons ainsi maîtriser le débit d'abrasif et nettoyer aisément le tuyau d'alimentation après manipulation. Nous avons également élaboré un système de maintien des plaques par le vide qui améliore la planéité et le contrôle de l'épaisseur rodée. Le principe de fonctionnement est fondé sur une pièce guidée en translation par rapport à un anneau de centrage et amenée en butée sur celui-ci afin de stopper le rodage. Sur la figure 4.22(a, b), nous pouvons observer respectivement le nouveau dispositif avec les trois butées micrométriques et un zoom du contact ponctuel de la butée sur l'anneau de centrage. Le substrat est positionné sur un support en laiton et maintenu par le vide via une pompe externe. Le contrôle du contact des butées avec l'anneau est réalisé à l'aide d'un multimètre qui permet de mesurer la conductivité entre les deux objets.

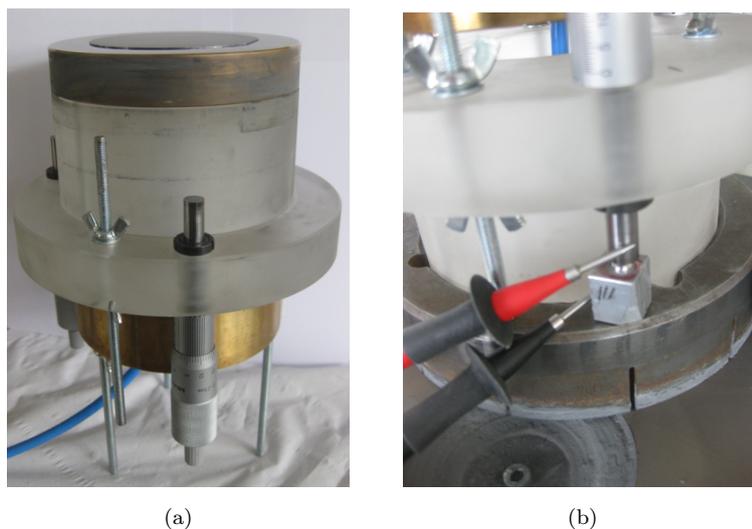


FIGURE 4.22 – (a) Support de maintien par le vide de substrats 3 ou 4 pouces avec réglage par butées micrométriques de l'épaisseur à rôder, (b) zoom sur une butée du dispositif inséré dans l'anneau de centrage

L'épaisseur restante du matériau est déduite de la mesure des épaisseurs initiale et finale obtenues à l'aide d'un palpeur numérique. Des mesures de rugosités ont été réalisées avec un rugosimètre. Nous présentons un résultat de rugosité après rodage d'un substrat de niobate de lithium en figure 4.23. Nous avons utilisé un grain de  $9\ \mu\text{m}$  de carbure de silicium comme abrasif. D'autres amincissements sur tantalate de lithium, silicium et quartz ont été réalisés avec succès avec une rugosité similaire à celle présentée.

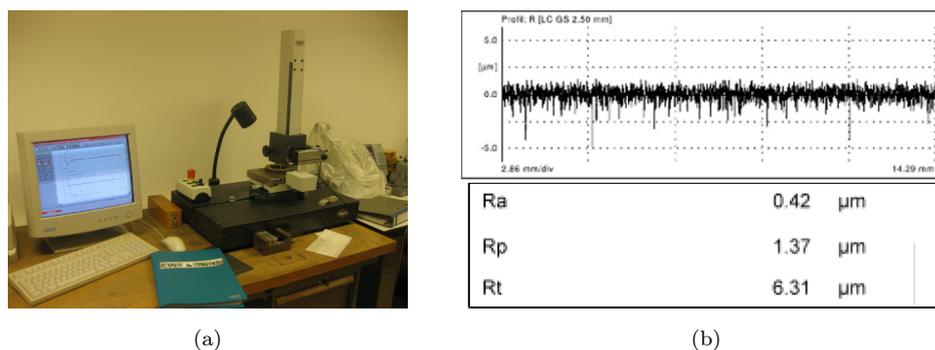


FIGURE 4.23 – (a) Photographie de notre rugosimètre et (b) mesures de rugosité d'un substrat de niobate de lithium rôdé

Nous avons réussi à obtenir avec cette méthode des amincissements à plus ou moins  $5 \mu\text{m}$  de l'épaisseur désirée avec une planéité pouvant atteindre dix longueurs d'ondes sur un substrat de diamètre 3 pouces.

Cette machine est utilisée pour du prototypage car nous ne pouvons amincir que deux plaques simultanément. Elle présente des avantages tels que sa facilité de nettoyage et une maîtrise de l'épaisseur rodée au micron près. Néanmoins, nous avons rencontré des difficultés à obtenir une surface plane car les butées micrométriques viennent en contact avec l'anneau qui s'use lors du rodage. Ainsi, si une butée vient en contact avec l'anneau avant les autres, nous obtenons une usure irrégulière de l'anneau qui se répercute sur le substrat rôdé. Il est alors préférable d'utiliser une rôdeuse double face pour assurer une meilleure planéité des plaques au final.

La rôdeuse double face de chez « SOMOS », présentée en figure 4.24, nous a permis d'effectuer des rodages « collectifs » (5 plaques simultanément).

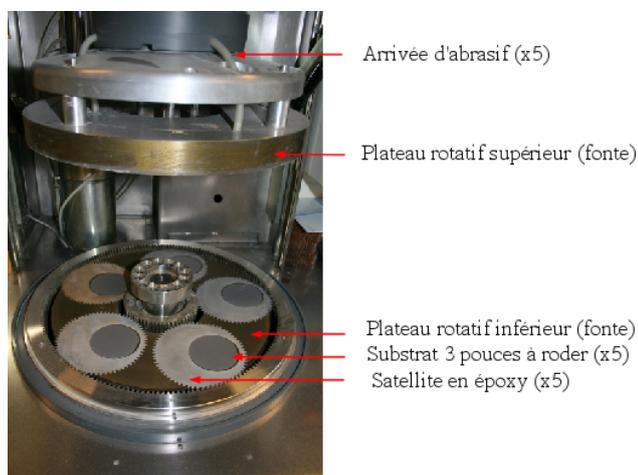


FIGURE 4.24 – Rôdeuse double face « SOMOS »

Son principe de fonctionnement est relativement simple. Les substrats à amincir sont insérés dans des satellites, habituellement en époxy. Le plateau supérieur est abaissé et le poids sur les plaques est réglé par un ressort (masse maximale=masse du plateau=36 kg). L'opérateur peut ensuite régler les vitesses des plateaux supérieur, inférieur et du pignon entraînant les satellites en rotation. Le mélange d'abrasif, dont le débit est réglable, est distribué par cinq orifices du plateau supérieur. Une butée micrométrique centrale permet de stopper la machine quand la côte désirée est atteinte.

Assez rapidement, nous avons constaté les avantages et les inconvénients de cette rôdeuse. En effet, elle peut être utilisée aisément pour conditionner des substrats de diamètre 3 ou 4 pouces (maxi) bruts afin de corriger leurs défauts de planéité et d'homogénéiser leurs épaisseurs comme présenté en figure 4.25. Il est important de noter que le conditionnement des substrats est primordial notamment quand le procédé nécessite une étape de collage (pour ne pas additionner les défauts).



FIGURE 4.25 – Schéma de correction de la planéité des substrats

En revanche, l'amincissement de substrats composites est délicate. En effet, comme les deux faces sont rodées, il est difficile de maîtriser l'épaisseur du matériau et encore plus d'amener les cinq plaques à la même épaisseur. Cependant, il est possible de favoriser le rodage d'une face par rapport à l'autre en jouant sur la vitesse des plateaux.

#### 4.3.2.2 La polisseuse double face et équipements

Une fois le substrat rôdé, nous devons lui redonner son état de « poli miroir ». Pour ce faire, nous utilisons une polisseuse double face de chez « SOMOS » dont le principe de fonctionnement est identique à la rôdeuse présentée précédemment. Les seules différences concernent les plateaux qui sont recouverts d'un feutre et la taille du grain d'abrasif qui est d'environ 50 nm.

Nous utilisons cette machine dans deux configurations :

- en polisseuse double face, lorsque nous avons traité préalablement nos plaques à la rôdeuse double face,
- en polisseuse simple face, lorsque nous disposons d'une seule plaque rodée préalablement par la rôdeuse simple face. Dans cette configuration, nous avons réalisé un support de maintien par le vide du substrat inséré dans une couronne dentée comme présenté en figure 4.26.



FIGURE 4.26 – Photographies, (a) du support de maintien inséré dans la polisseuse double face, (b) du support de maintien avec couronne dentée (ici adapté pour des substrats 4 pouces)

Pour un polissage optimal, on adapte les feutres et l’abrasif selon le matériau à polir. Nous avons établi des procédés de polissage pour différents matériaux que nous présentons en annexe E. Nous pouvons observer en figure 4.27 un substrat de diamètre 4 pouces poli ainsi que les mesures représentatives de son état de surface.

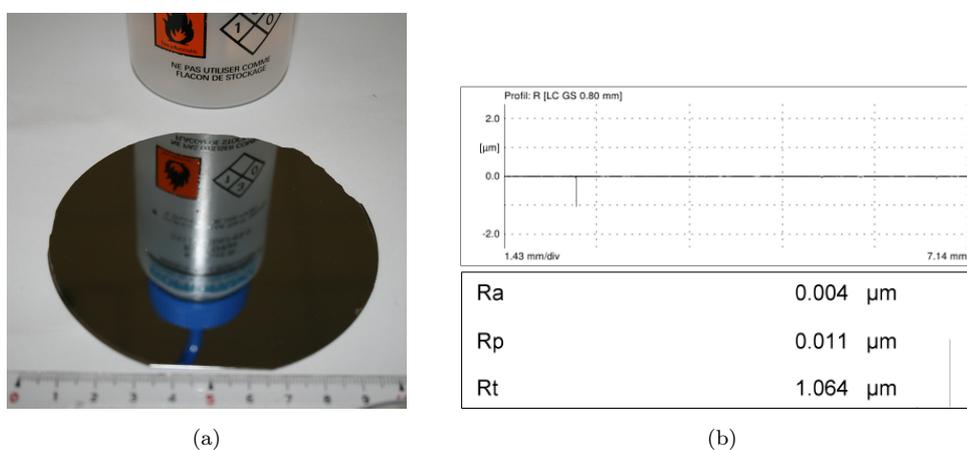


FIGURE 4.27 – (a) Substrat composite silicium/niobate de lithium avec réseaux d’inversion de domaines aminci à 30 µm et poli et (b) mesures de rugosité du substrat poli

La mesure de la rugosité présente un pic négatif correspondant à une micro-rayure. Hormis ce défaut, le polissage obtenu est de qualité optique avec une rugosité moyenne inférieure à 50 nm [108].

Une fois l'amincissement du matériau contenant les réseaux polarisés périodiquement effectué, nous devons renouveler l'étape de collage pour reporter un deuxième matériau de guidage et ainsi fabriquer le guide d'ondes. Après cette étape, nous découpons à la scie le substrat composé de trois couches afin d'obtenir nos dispositifs. Nous positionnons nos traits de découpe à l'intérieur des réseaux polarisés périodiquement afin de ne pas exciter d'ondes parasites (notamment des ondes de volume). En figure 4.28, nous observons des images MEB des résonateurs à guides d'ondes à base de TPP et de silicium après découpe.

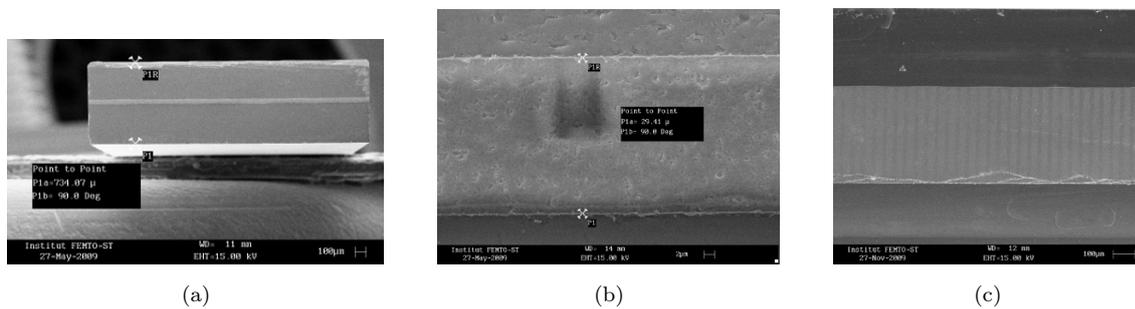


FIGURE 4.28 – Images MEB du résonateur à base de TPP et de silicium, (a) vue de la coupe selon la largeur d'un résonateur, (b) zoom sur un transducteur aminci à 30  $\mu\text{m}$  emprisonné entre deux substrats de silicium et (c) zoom sur un transducteur épais (500  $\mu\text{m}$ ) emprisonné entre deux substrats de silicium avec révélation des domaines par gravure dans un bain de HF

Nous pouvons observer en figure 4.28(b) un résonateur à guide d'ondes à base de TPP sur niobate de lithium de période 50  $\mu\text{m}$  aminci à 30  $\mu\text{m}$  reporté de part et d'autre sur du silicium d'épaisseur 380  $\mu\text{m}$ . Nous avons décidé d'amincir le TPP à 30  $\mu\text{m}$  car dans l'étude des propriétés de dispersion de cette structure (chapitre 3), nous avons observé pour cette configuration l'excitation d'un seul mode avec un couplage électromécanique maximal de 0,7 %. La figure 4.28(c) présente également un résonateur guide d'ondes respectant le même empilement de matériaux mais avec un TPP de 500  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Nous avons de plus réalisé avec succès des résonateurs guides d'ondes à base de TPPs de période 50  $\mu\text{m}$  sur tantalate de lithium plein épaisseur (500  $\mu\text{m}$ ) et aminci dont nous verrons les caractéristiques acoustiques dans le chapitre 5.

L'étape suivante consiste à réaliser la connectique afin de concevoir un véhicule de test opérationnel. Nous devons exciter les électrodes en or enterrées aux interfaces des matériaux. Ainsi la partie suivante présente différentes solutions de connectique envisageables selon la nature des matériaux de guidage.

## 4.4 Connexions électriques du résonateur et fabrication de l'oscillateur

Pour exciter notre résonateur, nous devons appliquer une différence de potentiel sur les électrodes en or enterrées aux interfaces des matériaux. Cette partie résume les différentes connectiques envisagées suivant les propriétés des matériaux de guidage utilisés. En effet, en fonction du type de matériau (conducteur, facilité d'usinage, etc.) nous avons prévu une solution de connexion électrique afin de réaliser un véhicule de test. Nous proposons également une solution adaptée à tous types de matériaux. Les caractérisations de ces véhicules de test seront présentées dans le chapitre 5.

### 4.4.1 Cas des matériaux de guidage usinables

Plusieurs technologies sont dédiées à l'usinage de matériaux. Nous trouvons des techniques dites de gravure sèche comme la « DRIE » (Deep Reactive Ion Etching) ou la gravure par ultrasons mais également les gravures dites humides comme les bains d'hydroxyde de potassium (KOH) ou d'acide fluorhydrique (HF).

Les matériaux concernés par les gravures sèches sont notamment le silicium [109, 110] et ses composés. D'autres matériaux comme la silice ou le niobate de lithium sont aussi concernés mais leur usinage est lent et limité par la sélectivité du masque [111]. Pour la gravure humide, nous utiliserons un bain basique KOH pour graver le silicium et un bain d'acide HF pour la silice et le niobate de lithium [112].

Nous proposons en figure 4.29(a) le procédé à suivre pour la fabrication de guides d'ondes utilisant des matériaux de guidage usinables et en figure 4.29(b) une photographie d'un véhicule de test d'un résonateur guide d'ondes silicium/TPP/silicium avec ouverture du silicium par DRIE.

La connexion électrique du véhicule de test est réalisée par fils d'or. Les contacts électriques sur le dispositif sont pris sur les électrodes en or de part et d'autre du TPP dont on a pris soin d'enlever ponctuellement la couche guidante sur une surface d'environ 5 mm<sup>2</sup>. Puis nous relierons un des fils au point chaud du port SMA et l'autre sur la masse. Le circuit imprimé sur lequel est collé le résonateur est mis à la masse afin d'éviter les effets « d'antennes ».

L'avantage principal d'une telle connectique est le contact électrique direct avec l'électrode du résonateur, minimisant les pertes électriques. Cependant, la fabrication des ouvertures dans la couche guidante ajoute une étape délicate et peut fragiliser la structure. Ainsi, nous allons définir dans les paragraphes suivants deux autres procédés ne nécessitant aucune gravure.

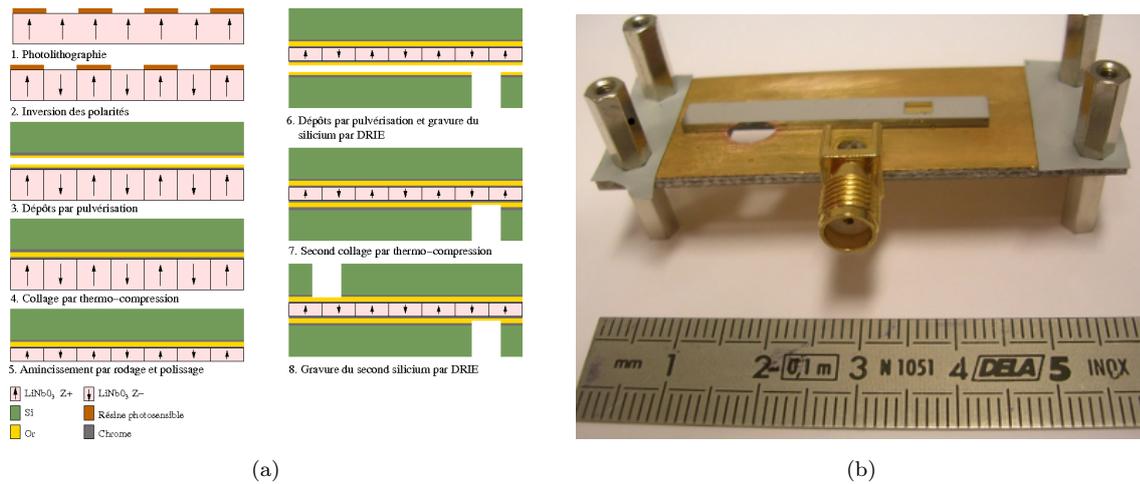


FIGURE 4.29 – (a) Étapes de réalisation d'un guide d'ondes à base de TPP utilisant un matériau de guidage usinable tel que le silicium et (b) véhicule de test correspondant

#### 4.4.2 Cas des matériaux de guidage conducteurs

Nous considérons dans les matériaux conducteurs, les métaux et les semi-conducteurs dopés. L'objectif est de connecter le véhicule de test sans fragiliser la structure. Pour ce faire, les contacts électriques du dispositif sont pris directement sur le matériau de guidage conducteur qui est en contact avec les électrodes. Si nous éliminons ainsi l'étape de gravure, nous devons néanmoins préparer la surface du silicium afin d'éliminer la couche d'oxyde natif en surface (de quelques nanomètres d'épaisseur [113]). Nous proposons en figure 4.30(a) le procédé développé pour un substrat de guidage en silicium dopé et en figure 4.30(b) une photographie d'un véhicule de test d'un résonateur sur guide d'ondes silicium dopé/TPP/silicium dopé.

Afin d'éliminer la couche d'oxyde natif se déposant à température ambiante et à l'air libre, nous proposons une méthode de gravure par plasma argon. Pour ce faire, avant de déposer notre couche d'accroche en chrome puis la couche d'or par pulvérisation cathodique sur le silicium, nous gravons sa surface par un plasma argon de forte puissance (environ 250 W) pour détruire l'oxyde natif. Nous faisons de même sur les surfaces extérieures afin d'obtenir un contact électrique fiable lors de la connexion des fils d'or.

Ce procédé est plus robuste que le précédent mais peut présenter des pertes électriques dues à la résistivité des électrodes massives réalisées par le matériau conducteur. Enfin, nous proposons une dernière connectique adaptable à tous les matériaux dans le paragraphe suivant.

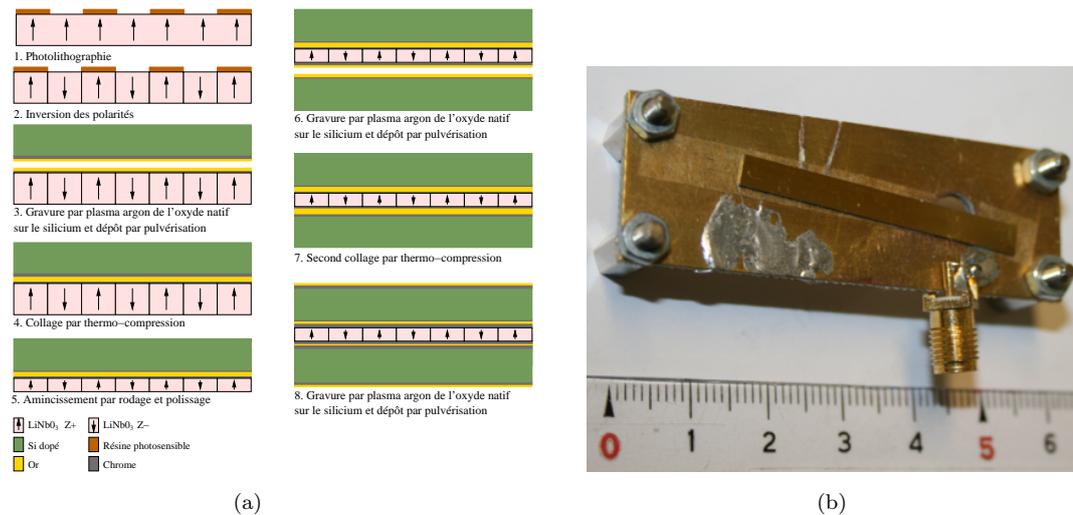


FIGURE 4.30 – (a) Etapes de réalisation d'un guide d'ondes à base de TPP utilisant un matériau de guidage conducteur tel que du silicium dopé et (b) véhicule de test correspondant

#### 4.4.3 Application pour tous types de matériaux de guidage

Nous avons développé une dernière connectique adaptée à tous les matériaux. L'idée consiste à envelopper le matériau de guidage par un film d'or afin d'obtenir un report des électrodes par les bords du matériau de guidage. Ainsi quel que soit le matériau, nous pouvons récupérer les contacts électriques. Nous proposons en figure 4.31(a) le procédé développé et en figure 4.31(b) une photographie d'un véhicule de test d'un résonateur sur guide d'ondes silicium/TPP/silicium avec report des électrodes en or sur les tranches du silicium.

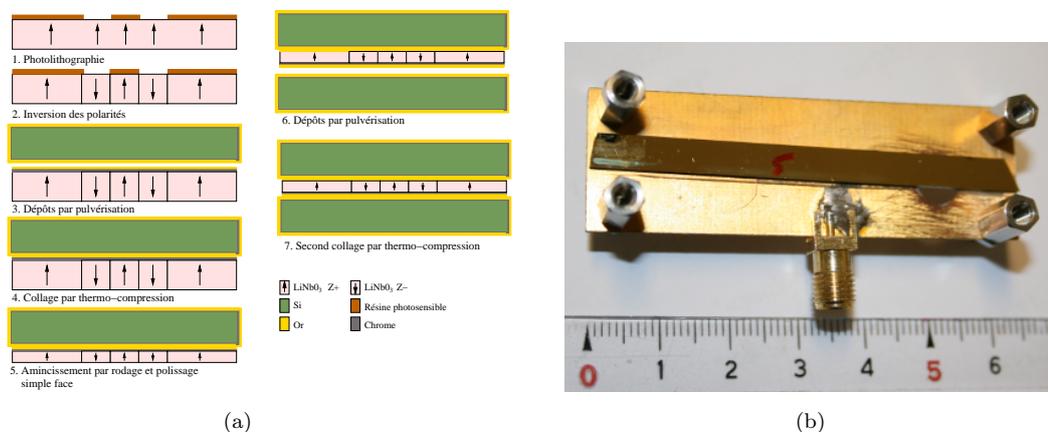


FIGURE 4.31 – (a) Etapes de réalisation d'un guide d'ondes à base de TPP adaptées pour tous les matériaux de guidage et (b) véhicule de test correspondant

Le report de l'électrode sur les bords est réalisé lors du dépôt de la couche d'or par pulvérisation sur chaque face du matériau. En effet, la pulvérisation cathodique permet un dépôt non directif ce qui permet de métalliser les flancs des substrats. Cependant, cette configuration impose une découpe des dispositifs sur toute la longueur du substrat afin de conserver le retour des électrodes. Ainsi, nous nous retrouvons avec des dispositifs longs et une zone non polarisé périodiquement participant également de l'excitation car il nous est impossible de réaliser une inversion de domaines sur toute la longueur du substrat (en raison de la surface limitée des joints toriques permettant de localiser l'électrode liquide). On s'attend donc à des modes de volume contribuant de façon parasitaire au signal selon cette approche.

Après avoir abordé les différentes solutions de connexion électrique du résonateur sur guide d'ondes, nous allons maintenant connecter le résonateur à la partie électronique d'amplification afin de fabriquer un oscillateur. Cette partie est décrite dans le paragraphe suivant.

#### 4.4.4 Fabrication de l'oscillateur

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, il existe plusieurs types d'oscillateurs comme par exemple l'oscillateur à résistance négative ou encore l'oscillateur à boucle de rétroaction dont les caractéristiques de fonctionnement diffèrent sensiblement. Pour des applications à fréquences intermédiaires, il est assez simple et efficace de mettre en œuvre un oscillateur Colpitts. Dans notre étude, nous nous sommes inspirés du montage Colpitts afin de créer notre propre montage amplificateur dont le circuit électrique est donné en figure 4.32.

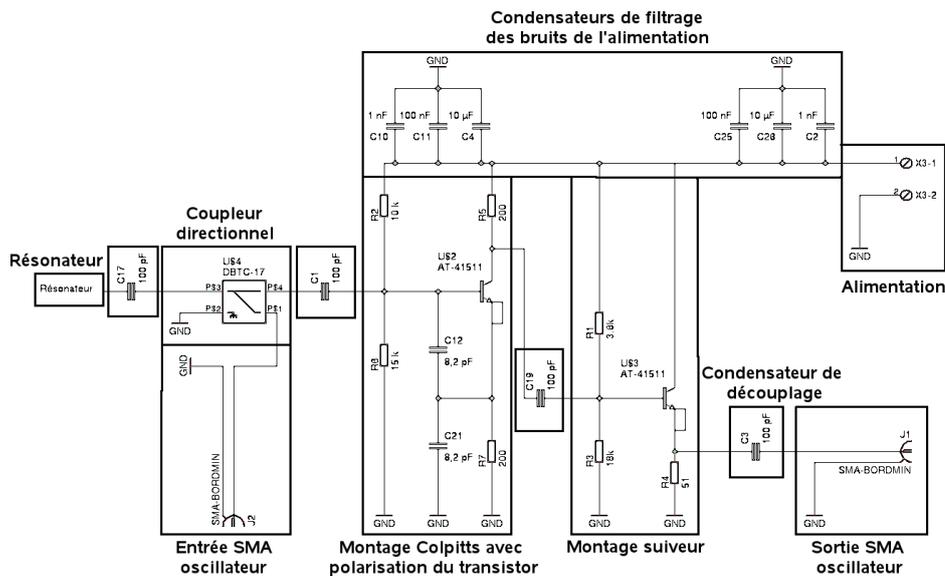


FIGURE 4.32 – Schéma électronique de l'oscillateur

Nous allons maintenant identifier les principaux blocs composant notre montage :

- Montage Amplificateur : même si plusieurs topologies d'oscillateur sont viables pour la conception d'un VCO RF (oscillateur commandé en tension), celle qui a connu le plus de succès dans de nombreux modules VCO et beaucoup de VCO discrets est sans conteste la topologie Colpitts à collecteur commun [4]. Cette topologie est efficace sur une vaste plage de fréquences de fonctionnement, depuis les fréquences intermédiaires jusqu'aux aux fréquences radio. Ainsi nous avons choisi d'utiliser un montage similaire pour fabriquer notre étage d'amplification du signal dont nous présentons en figure 4.33 le schéma électronique avec polarisation du transistor par pont diviseur de tension et ajustement de la fréquence d'oscillation par les capacités.

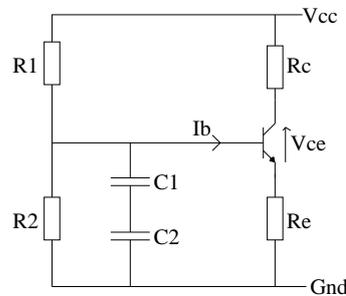


FIGURE 4.33 – Schéma électronique du notre montage amplificateur

La tension polarisant la base du transistor est fournie par un pont diviseur formé par deux résistances ( $R_1$  et  $R_2$ ), l'émetteur voit une résistance  $R_e$  et le collecteur est chargé par une résistance  $R_c$ .

La détermination du point de polarisation Q du transistor est donnée par les équations régies par la loi des mailles et le pont diviseur de tension suivantes :

$$V_e = V_b - V_{be}, \quad (4.2)$$

$$V_b = \frac{R_2}{R_1 + R_2} V_{cc}, \quad (4.3)$$

avec  $V_e$  la tension au borne de l'émetteur,  $V_b$  la tension au borne de la base et  $V_{be}$  la tension base-émetteur. La tension  $V_{be}$  est constante car nous avons affaire à une jonction, sa valeur est typiquement égale à 0,7 V. Le courant d'émetteur  $I_e$  est égale à :

$$I_e = \frac{V_e}{R_e} = \frac{V_b - V_{be}}{R_e}. \quad (4.4)$$

De plus, une relation liant les courants du transistor est déterminée par la loi des nœuds :

$$I_e = I_c + I_b, \quad (4.5)$$

en considérant  $I_b$ , le courant de la base très petit devant  $I_c$ , le courant de collecteur, on obtient :

$$I_e \simeq I_c = \frac{V_e}{R_e}. \quad (4.6)$$

Ainsi, c'est la résistance d'émetteur qui règle le courant de collecteur. Enfin, suivant la loi des mailles, nous pouvons déterminer la tension collecteur-émetteur,  $V_{ce}$  telle que :

$$V_{ce} = V_{cc} - R_c I_c - R_e I_e, \quad (4.7)$$

En considérant  $I_c \simeq I_e$ , on obtient :

$$V_{ce} = V_{cc} - (R_c + R_e) I_c. \quad (4.8)$$

Ainsi, nous disposons de toutes les données pour tracer la droite de charge statique dans le quadrant caractérisant le courant  $I_c$  du transistor en fonction de sa tension  $V_{ce}$ . Nous pouvons alors en déduire un point de fonctionnement du transistor positionné idéalement au milieu de cette droite [4].

Nous avons choisi le transistor NPN « BFS17 » idéal pour des applications RF. D'après ses caractéristiques, nous avons tracé, sur la figure 4.34, sa droite de charge avec ses données maximales, c'est à dire pour une tension  $V_{ce \max}$  de 15 V et un courant  $I_{c \max}$  de 25 mA ainsi que la droite de charge pour une tension d'alimentation de 10 V correspondant à la tension que nous avons choisie.

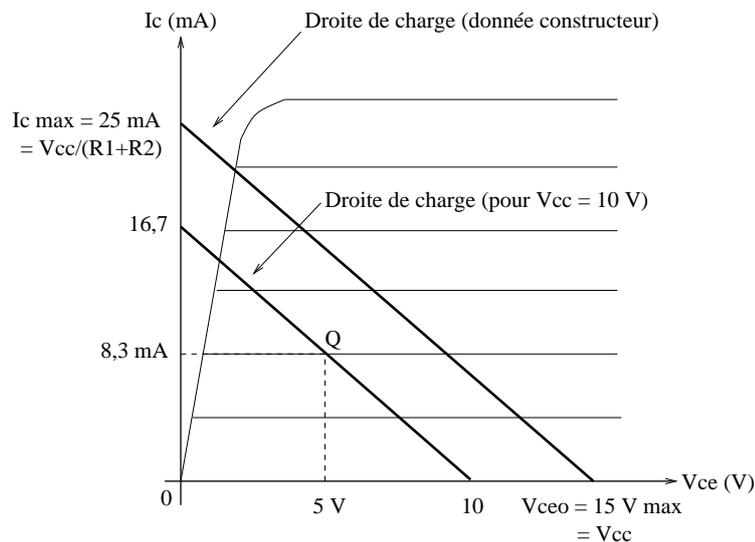


FIGURE 4.34 – Caractéristique du transistor « BFS17 »  $I_c=f(V_{ce})$  avec tracés des droites de charge maximale et choisie

D'après les relations (4.3) à (4.9), nous avons calculé les valeurs des résistances de polarisation correspondantes afin de positionner le point de fonctionnement

$Q$  au milieu de la droite de charge déterminée pour  $V_{cc}=10$  V. On obtient alors :

$$R_c=200 \Omega, R_e= 400\Omega, R_1= 15 \text{ k}\Omega, R_2=10 \text{ k}\Omega.$$

De plus, la fréquence d'oscillation ( $f_0$ ) de ce montage, déterminée par les condensateurs  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C'$  correspondant à la capacité équivalente du résonateur ainsi que par les inductances  $L_m$  (inductance motionnelle du résonateur équivalent) et  $L'$  (inductance créée par la longueur des pistes électroniques), est donnée par la relation suivante :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_m + L')\left(\frac{C_1 C_2 C'}{C_1 + C_2 + C'}\right)}} \quad (4.9)$$

- Montage suiveur : ce montage de type collecteur commun, schématisé en figure 4.35, présente le même intérêt qu'un suiveur de tension réalisé avec un amplificateur opérationnel. Il permet de bénéficier d'une haute impédance d'entrée et d'une faible impédance de sortie. Nous l'utilisons ainsi comme adaptateur d'impédance pour empêcher une impédance de charges de créer des perturbations sur notre montage Colpitts et isoler ce dernier.

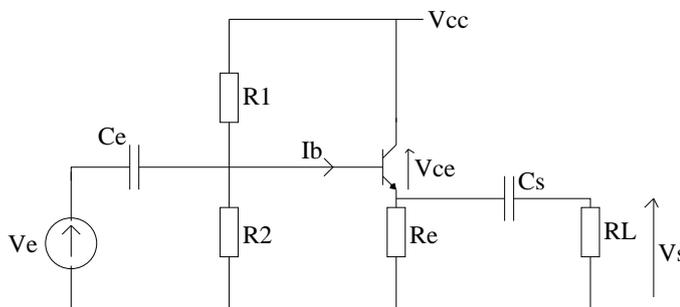


FIGURE 4.35 – Montage suiveur en tension

- Coupleur directionnel : un coupleur directionnel est un dispositif qui permet de contrôler la transmission d'énergie le long d'une ligne. Il s'insère sur la ligne, par exemple dans notre cas, entre le résonateur et l'oscillateur et mesure le courant qui circule dans celle-ci en prélevant une petite partie de ce courant, de l'ordre de quelques pourcents. Le coupleur utilisé dans notre montage correspond au composant « DBTC-17-5 ». Il s'agit d'un coupleur à 17 dB qui prélève ainsi 17 % de la puissance véhiculée sur la ligne. Nous devons en tenir compte lors des mesures de spectres du résonateur par le port SMA connecté au coupleur. L'objectif de ce composant est de permettre la mesure de puissance en entrée du résonateur.

L'étape suivante de la fabrication de l'oscillateur est la définition du circuit imprimé à l'aide du logiciel « Eagle ». La figure 4.36 présente le « typon » correspondant au circuit électronique de la figure 4.32. Nous avons également prévu un emplacement sur le circuit imprimé pour intégrer notre résonateur.

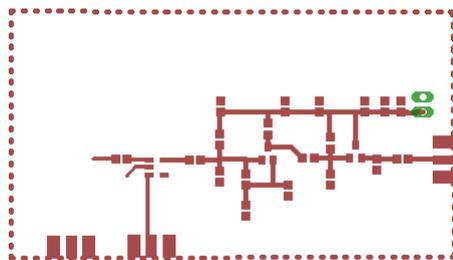


FIGURE 4.36 – Typon correspondant au schéma électronique de l'oscillateur à fabriquer

Enfin, nous réalisons le circuit imprimé avec les composants adaptés à la fréquence de synchronisme du résonateur. Nous présentons sur la figure 4.37 une photographie d'un oscillateur stabilisé par un résonateur sur guide d'ondes à 131 MHz.

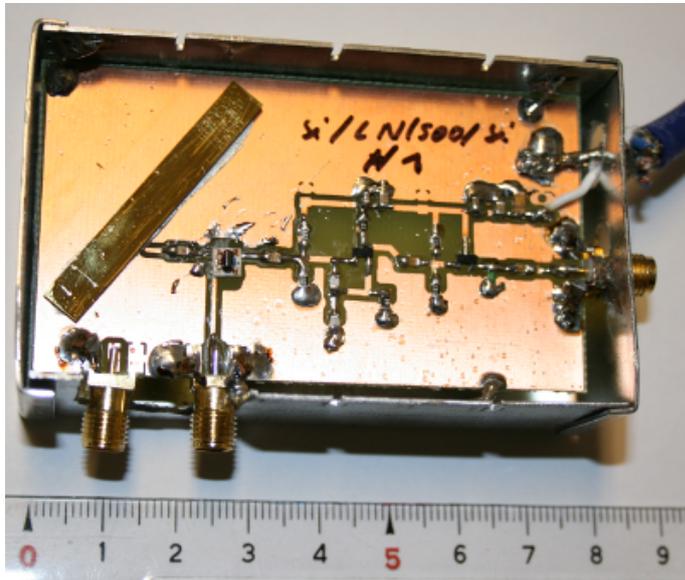


FIGURE 4.37 – Oscillateur stabilisé par un résonateur guide d'ondes à 131 MHz

Le résonateur est fixé par de la pâte d'argent (bien adaptée pour de telles fréquences, en-dessous de 500 MHz) sur le circuit imprimé mettant en contact électrique une des électrodes du résonateur à la masse. L'autre électrode est connectée par un fil d'or à la piste d'entrée de l'oscillateur. Nous avons ajouté un port SMA sur le circuit imprimé afin de caractériser le résonateur avec un analyseur de réseau.

Ainsi, nous avons présenté le montage électronique de notre oscillateur en détaillant chaque module. Nous avons prévu des sorties RF pour pouvoir le caractériser et nous l'avons mis en boîtier (cage de Faraday) afin de l'isoler des perturbations extérieures. A ce stade, nous n'avons pas inclus d'éléments de stabilisation de la température mais il est clair qu'une telle fonction devra être à terme intégrée dans notre système.

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de détailler les différentes étapes technologiques nécessaires à la fabrication des résonateurs sur guide d'ondes à base de TPP. Nous avons ainsi abordé les différents verrous technologiques que sont l'inversion de domaines, le collage et l'amincissement. Nous avons réussi à mettre en place un banc d'inversion de domaines permettant de réaliser de façon systématique des inversions jusqu'à une période du transducteur de 5  $\mu\text{m}$  sur niobate de lithium et sur tantalate de lithium sur substrats 3 et 4 pouces. Nous avons également développé un procédé de collage fondé sur la compression de deux couches métalliques et un banc ultrasonore caractérisant les collages réalisés. Nous avons démontré que ce procédé est fiable et répétable avec plus de 95 % de la surface collée. Nous avons apporté une attention particulière à l'amincissement des substrats qui s'avère une étape délicate mais primordiale pour concevoir des dispositifs à guide d'ondes. Nous ne sommes pas les pionniers dans le domaine du rodage et polissage, mais nous avons acquis un savoir-faire non négligeable dans l'amincissement de matériaux cristallins [114]. Grâce aux nombreuses machines du laboratoire et aux moyens mis en œuvre pour développer les procédés, nous pouvons traiter sur la rôtisseuse simple face, un ou deux substrats simultanément et réussissons à respecter la côte désirée à plus ou moins 5  $\mu\text{m}$  avec une planéité sur substrat 3 pouces d'une dizaine de longueurs d'ondes dans l'air. La planéité du substrat peut être améliorée en modifiant son système de maintien ou en écourtant le temps de rodage pour minimiser les effets indésirables. Pour ce faire, nous pourrions commencer par traiter les substrats avec une rectifieuse, planeuse et finir par un rodage et polissage double face. Concernant les connexions électriques du résonateur, nous avons détaillé différentes méthodes de connectiques en fonction des substrats de guidage utilisés. Néanmoins, celle mise en œuvre pour les matériaux de guidage conducteurs est la plus simple (pas de gravure) et la mieux adaptée à notre structure (pas de retour des électrodes par les tranches des matériaux). Enfin, nous avons étudié un montage électronique permettant de mettre en oscillation notre résonateur. Nous avons décrit le fonctionnement de chacun de ses modules et défini

les caractéristiques de chacun des composants le constituant. Nous avons fabriqué avec succès des oscillateurs à base de résonateurs sur guides d'ondes.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous attacher à donner les résultats expérimentaux obtenus avec nos dispositifs, puis nous les comparerons aux simulations de façon à valider notre concept de résonateurs guides d'ondes à base de transducteurs à domaines alternés. Nous ferons également la démonstration d'un oscillateur à 131 MHz avec un plancher de bruit de phase à -165 dBc/Hz et une stabilité court terme de  $10^{-9}$ .

## Chapitre 5

# Caractérisations expérimentales et comparaison avec la théorie

Les trois chapitres précédents ont permis de définir le nouveau concept de résonateur à guide d'ondes à base de TPP, de décrire son fonctionnement théorique ainsi que sa fabrication. Ce chapitre est, quant à lui, consacré à son étude expérimentale ainsi qu'à la comparaison des résultats théoriques et des résultats expérimentaux. Ce chapitre sera composé de trois parties.

Tout d'abord, nous procéderons aux caractérisations de TPPs en niobate et tantalate de lithium. Pour ce faire, nous commencerons par présenter nos outils de caractérisation radio-fréquence. Ensuite, nous étudierons l'influence de la géométrie du transducteur sur sa réponse acoustique afin de déterminer une configuration optimale pour les structures suivantes. Puis, nous caractériserons les admittances de TPPs en niobate et tantalate de lithium et nous effectuerons des mesures en température afin d'estimer les dérives en température. Nous comparerons systématiquement ces caractérisations à la théorie. Enfin, nous étudierons la distribution d'énergie élastique dans un TPP par une mesure acousto-optique.

La seconde partie présentera les caractérisations de résonateurs à guides d'ondes fondés sur des TPPs épais reportés sur silicium. Nous testerons d'abord les différentes connectiques des résonateurs définies dans le chapitre 4. Puis nous nous attacherons à déterminer le véhicule de test présentant les meilleurs résultats en terme de guidage des ondes afin de caractériser la résonance de résonateur utilisant des TPPs épais en niobate et tantalate de lithium. Nous mettrons alors en oscillation le meilleur résonateur et nous caractériserons le bruit de phase de l'oscillateur ainsi constitué ainsi que sa stabilité en fréquence.

La dernière partie concerne les mesures effectuées sur des résonateurs guides d'ondes

à base de TPPs amincis en niobate et tantalate de lithium reportés sur silicium. Nous présenterons leurs admittances expérimentales permettant de localiser en fréquence les modes excités ainsi que les mesures des dérives en fréquences de ceux-ci en fonction de la température et nous les comparerons aux simulations. Enfin, nous étudierons le tirage en fréquence des ondes par application d'un champ électrique statique dans une structure TPP en tantalate aminci sur silicium.

## 5.1 Transducteurs Polarisés Périodiquement sur niobate et tantalate de lithium

### 5.1.1 Présentation des outils de caractérisation

Plusieurs transducteurs polarisés périodiquement ont été fabriqués avec succès. Nous avons établi dans le tableau 5.1, un récapitulatif des divers TPPs mis en œuvre. insérer tableau 1

Matériaux	Substrat	Période du TPP ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseur du TPP ( $\mu\text{m}$ )
LiNbO <sub>3</sub>	3 et 4 pouces	200, 100, 50, 10	500
	3 pouces	5	270
LiTaO <sub>3</sub>	3 pouces	50	500

TABLE 5.1 – Récapitulatif des TPPs fabriqués

Comme nous pouvons l'observer, l'étude a surtout été menée sur du niobate de lithium. Le développement de TPP sur tantalate de lithium permet de confronter les résultats obtenus sur les deux matériaux afin de percevoir les intérêts de chacun. Avant de présenter nos outils de caractérisation, nous rappelons que pour fabriquer un TPP, nous avons déposé une électrode en aluminium « pleine plaque » sur une face du substrat et structuré des électrodes rectangulaires localisées sur les réseaux de domaines alternés sur l'autre face. Nous avons également prévu un retour de l'électrode pleine plaque sur la face avant afin d'avoir accès à la masse et au signal RF sur une même face. Ce retour de masse se révèle cependant modérément fiable dans de nombreux cas et ne peut réellement remplacer la prise de contact directement sur la face métallisée.

Pour caractériser ces TPPs, nous disposons d'un testeur sous pointes RF « Süss Microtech » connecté à un analyseur de réseaux « Rohde-Schwarz ZVR » permettant de mesurer l'admittance des transducteurs. Une pointe RF est constituée de deux voies séparées par un espace normalisé défini par le constructeur (250  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$  ou 1 mm). Une voie est reliée à la masse et l'autre au signal RF généré par l'appareil,

d'où l'intérêt de reporter la masse à proximité de l'électrode supérieure avec la restriction précédente (en pratique, les tests sous pointes permettent de localiser les modes spectralement).

Un exemple de mesures obtenues pour un TPP de  $50\ \mu\text{m}$  de longueur d'onde et  $500\ \mu\text{m}$  d'épaisseur sur niobate de lithium est reporté sur la figure 5.1.

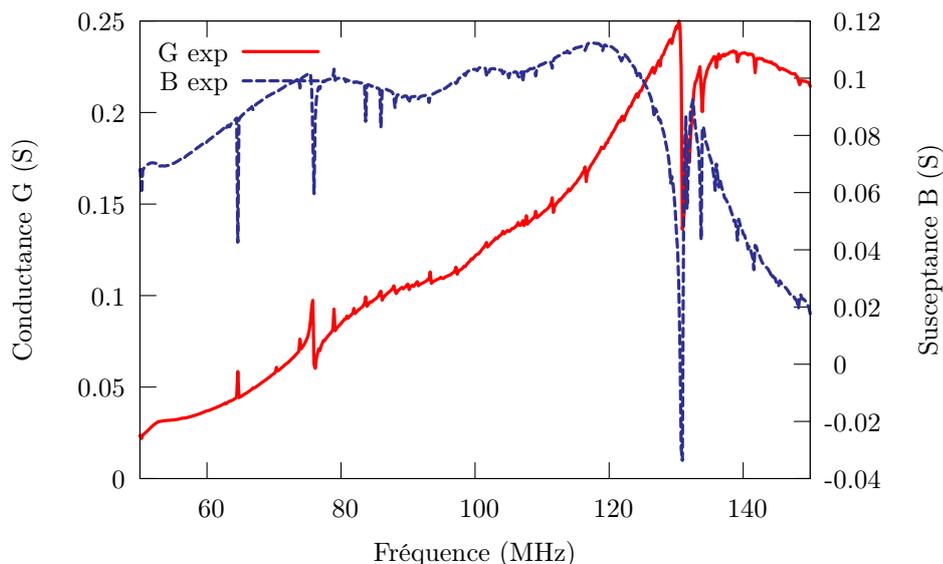


FIGURE 5.1 – Réponse (admittance) d'un TPP sur niobate de lithium ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ ) caractérisé par testeur sous pointes

Nous observons une admittance très bruitée avec un très fort parasitage dû à la mauvaise qualité électrique du retour de masse par les bords du substrat. On en déduit ainsi que cette méthode n'est pas la mieux adaptée pour ce genre de caractérisation car elle engendre un biais au niveau de la réponse acoustique et notamment en ce qui concerne la ligne de base. En effet, les pertes et les perturbations sont induites par l'environnement électromagnétique du dispositif. Malgré ce problème, nous pouvons observer les contributions des TPPs. Afin de s'affranchir de ces défauts de mesure, un dispositif permettant de connecter directement la masse au niveau de la face arrière du substrat et le signal RF sur l'électrode rectangulaire a été élaboré. Une photographie de ce dispositif est présentée en figure 5.2.

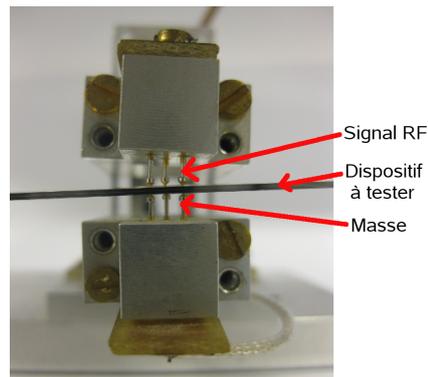


FIGURE 5.2 – Photographie de l'outil de caractérisation des TPPs permettant de diminuer l'impact des effets électromagnétiques

Nous présentons en figure 5.3, la mesure de l'admittance du même TPP mais effectuée par l'outil présenté en figure 5.2.

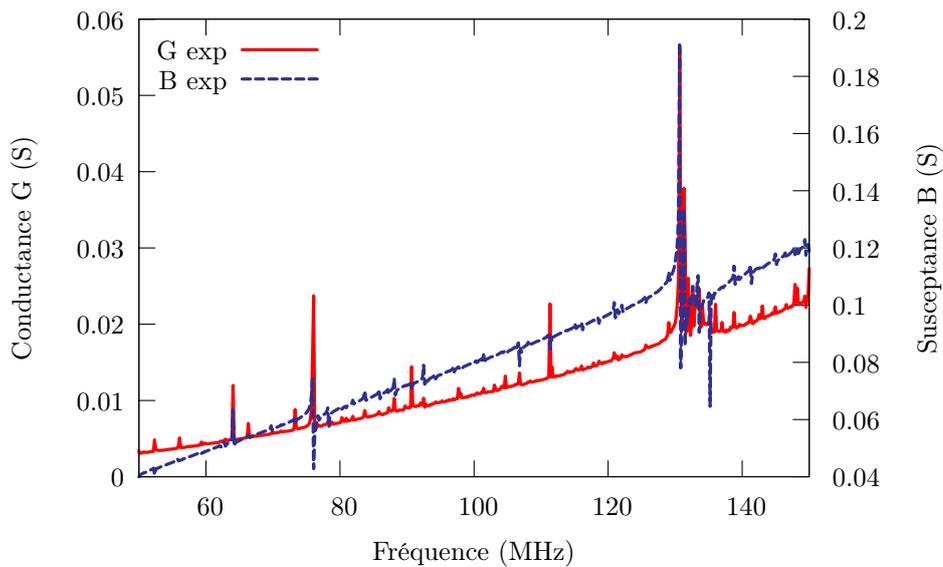


FIGURE 5.3 – Réponse d'un TPP sur niobate de lithium ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) caractérisé par l'outil de la figure 5.2

Cette méthode permet d'obtenir des courbes beaucoup moins bruitées avec peu de parasitage électromagnétique. Ainsi, chaque fois que cela a été possible, nous avons utilisé ce dispositif.

Avant de comparer les réponses expérimentales obtenues avec nos divers transducteurs aux simulations, nous allons d'abord essayer de définir une géométrie optimale du TPP afin d'obtenir le meilleur compromis entre la miniaturisation du transducteur et la qualité de sa réponse acoustique.

### 5.1.2 Recherche d'une géométrie optimale du TPP pour allier miniaturisation et qualité du signal

Nous rappelons qu'un transducteur polarisé périodiquement est défini par une ouverture acoustique ( $l$ ), une longueur ( $L$ ), une épaisseur ( $e$ ) et une période ( $p$ ). Ainsi, la miniaturisation du TPP peut s'effectuer en modifiant ces paramètres et notamment en diminuant son ouverture acoustique ( $l$ ) et sa longueur ( $L$ ). Nous avons cherché à optimiser ces deux grandeurs en essayant d'obtenir un compromis entre la dimension du TPP et la réponse acoustique correspondante obtenue. Pour ce faire, nous avons seulement modifié le masque de photolithographie pour la conception des électrodes des TPPs. Une autre solution plus contraignante aurait été de modifier les réseaux alternés. Ainsi, nous avons créé un masque avec des électrodes rectangulaires de différentes dimensions de façon à n'exciter qu'une zone des réseaux alternés. Le masque utilisé est présenté en figure 5.4. Les tests ont été réalisés sur des TPPs en niobate de lithium de  $50 \mu\text{m}$  de longueur d'onde.



FIGURE 5.4 – Masque 4 pouces pour la conception de TPPs avec différentes ouvertures acoustiques (électrodes de gauche) et différentes longueurs (électrodes de droite)

#### 5.1.2.1 Influence de l'ouverture acoustique du TPP

Nous avons fixé la longueur du TPP constante, arbitrairement à  $1,7 \text{ cm}$  et nous avons ajusté l'ouverture acoustique ( $l$ ) à  $5 \text{ mm}$ ,  $2,5 \text{ mm}$ ,  $1,2 \text{ mm}$ ,  $500 \mu\text{m}$  et  $50 \mu\text{m}$ . Nous avons normalisé ces valeurs en fonction de la longueur d'onde du transducteur ( $\lambda=50 \mu\text{m}$ ) ce qui donne : une longueur de  $340 \lambda$  et une ouverture acoustique variant de  $100 \lambda$  à  $1 \lambda$ . Nous présentons les admittances obtenues pour chaque ouverture acoustique ( $l$ ) en figure 5.5.

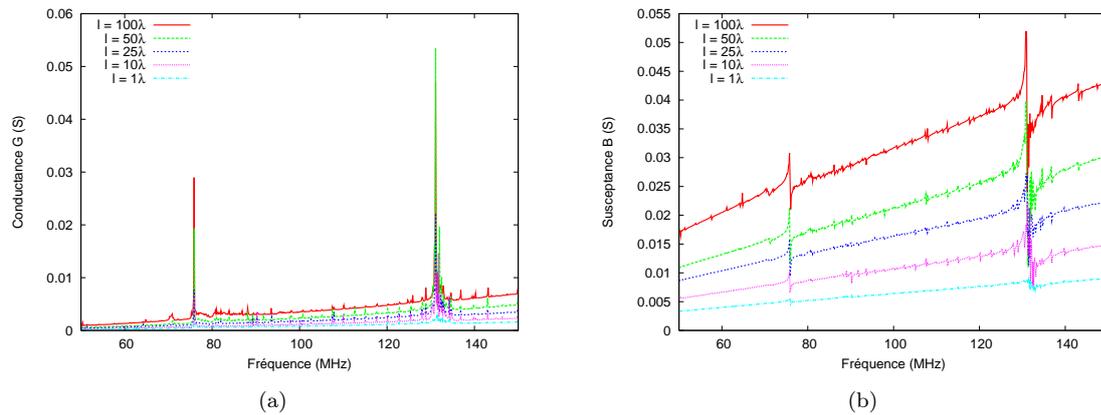


FIGURE 5.5 – Admittances mesurées pour des TPPs en niobate de lithium ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) de longueur  $L$  constante et égale à  $340 \lambda$  et d'ouverture acoustique  $l$  variant de  $100 \lambda$  à  $1 \lambda$ , (a) conductances et (b) susceptances mesurées

Nous remarquons que plus l'ouverture acoustique est grande, plus la ligne de base de la susceptance du spectre est pentue. En effet, lorsque l'ouverture acoustique augmente la surface du transducteur excitée augmente également. Ainsi, la capacité statique, représentative de l'effet capacitif du diélectrique entre les deux électrodes du TPP, croît. Cette capacité est traduite par le coefficient directeur de la ligne de base de la susceptance. Nous observons également que lorsque l'ouverture acoustique croît, la qualité du spectre augmente et les deux contributions sont de mieux en mieux résolues. Le tableau 5.2 présente les facteurs de qualité des deux modes principaux localisés à 76 MHz et à 131 MHz aux diverses ouvertures acoustiques.

Nombre de $\lambda$ excités	Facteur de qualité	
	Mode à 76 MHz	Mode à 131 MHz
1 $\lambda$	non défini	non défini
10 $\lambda$	450	800
25 $\lambda$	410	650
50 $\lambda$	500	820
100 $\lambda$	500	750

TABLE 5.2 – Estimation des facteurs de qualité des résonances à 76 MHz et à 131 MHz pour différentes ouvertures acoustiques du TPP

Les résonances sont optimales pour  $50 \lambda$  d'ouverture acoustique (facteur de qualité maximal). En outre, les modes se stabilisent en amplitude à partir de  $50 \lambda$  d'ouverture acoustique. Ainsi, on en déduit que pour obtenir un spectre suffisamment résolu, il faut au minimum une ouverture acoustique de  $50 \lambda$ .

### 5.1.2.2 Influence de la longueur du TPP

Nous avons également étudié la longueur limite d'un TPP. Pour ce faire, nous avons fixé arbitrairement l'ouverture acoustique à  $100 \lambda$  et nous avons fait varier la longueur ( $L$ ) du TPP soit le nombre de périodes excitées :  $1100 \lambda$ ,  $270 \lambda$ ,  $130 \lambda$ ,  $65 \lambda$ ,  $30 \lambda$  et  $10 \lambda$ . Nous présentons les admittances obtenues pour chaque longueur de TPP en figure 5.6.

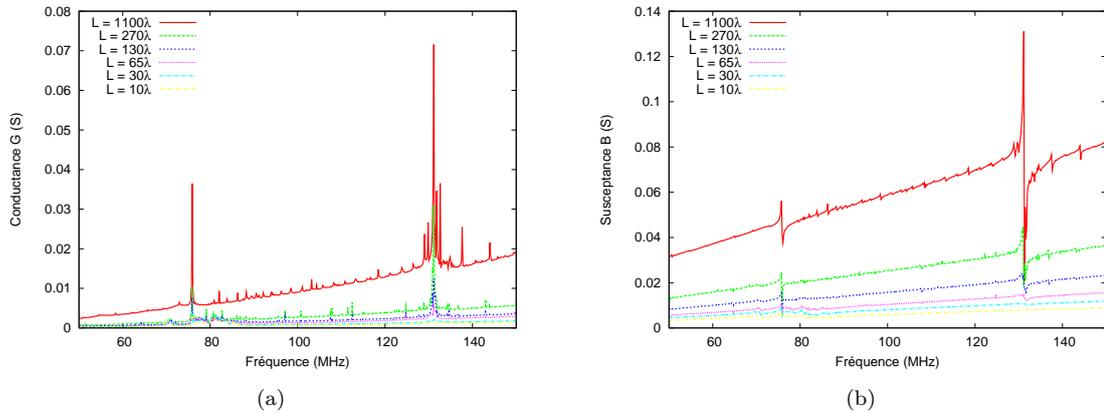


FIGURE 5.6 – Admittances mesurées pour des TPPs en niobate de lithium ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) d'ouverture acoustique  $l$  constante et égale à  $100 \lambda$  et de longueur  $L$  variant de  $1100 \lambda$  à  $10 \lambda$ , (a) conductances et (b) susceptances mesurées

Nous observons le même phénomène que précédemment concernant la ligne de base. De même concernant la résolution des contributions. En effet, plus le transducteur est long, plus la capacité est grande, plus la ligne de base du spectre est pentue et plus les modes sont résolus. La courbe correspondant à  $1100 \lambda$  équivaut à l'excitation d'un TPP de période  $50 \mu\text{m}$  dont la longueur est limitée par la taille du substrat. Nous ne pouvons donc pas exciter plus de périodes sur un substrat 3 pouces. Il est ainsi préférable de fabriquer des transducteurs avec plus de  $1000 \lambda$  en gardant un compromis entre l'effet capacitif et la résolution des modes.

En résumé, nous fabriquerons et caractériserons par la suite des TPPs de plus de  $1000 \lambda$  de longueur et de  $100 \lambda$  d'ouverture acoustique. Maintenant que nous avons défini la géométrie idoine pour l'excitation des ondes dans un TPP, nous allons, dans le paragraphe suivant, caractériser des TPPs en niobate et tantalate de lithium et comparer les résultats à la théorie.

### 5.1.3 Comparaisons théorie/expérience de TPPs en niobate et tantalate de lithium : admittances et dérives en température

Nous avons fabriqué avec succès des TPPs en niobate de lithium et en tantalate de lithium comme récapitulé dans le tableau 5.1. Nous allons présenter dans ce paragraphe essentiellement des caractérisations de TPP de période 50  $\mu\text{m}$  car c'est la longueur d'onde que nous avons retenu lors de l'étude théorique de guides d'ondes à base de TPP reporté sur silicium. Nous présenterons également des TPPs à 5  $\mu\text{m}$  de période afin d'exciter des ondes à hautes fréquences, au delà du gigahertz.

#### 5.1.3.1 Admittances expérimentales et théoriques de TPPs en niobate et tantalate de lithium

Nous commençons par valider le concept de TPP en caractérisant un transducteur de période 50  $\mu\text{m}$  et d'épaisseur 500  $\mu\text{m}$  sur niobate et tantalate de lithium et en le comparant à la simulation correspondante. Les figures 5.7 et 5.8 présentent les admittances mesurées de TPP respectivement sur niobate de lithium et sur tantalate de lithium.

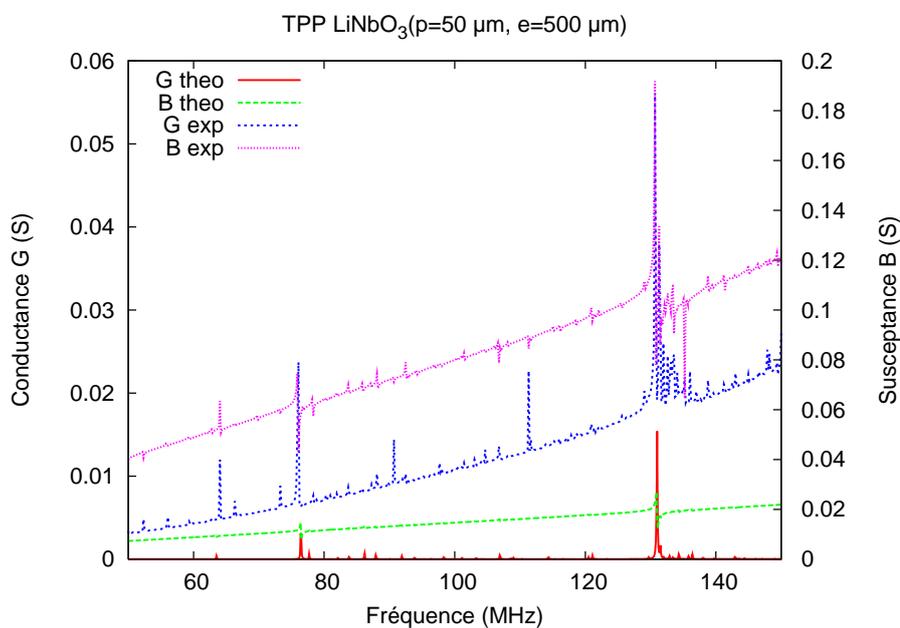


FIGURE 5.7 – Comparaison des admittances théoriques et expérimentales d'un TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) sur niobate de lithium

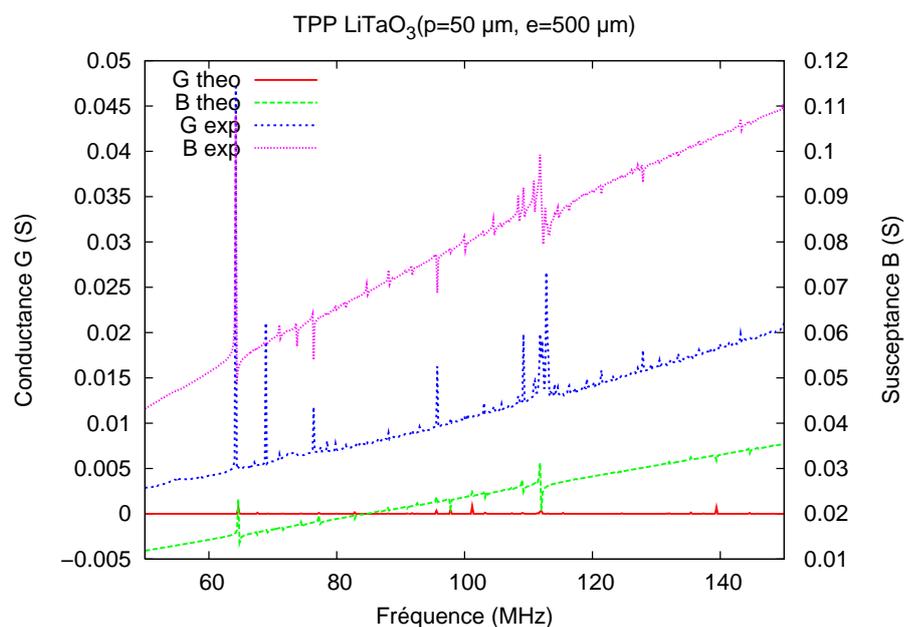


FIGURE 5.8 – Comparaison des admittances théoriques et expérimentales d'un TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) sur tantalate de lithium

Nous observons un accord théorie/expérience d'ensemble permettant d'identifier sans ambiguïté les deux principaux modes de la structure. On retrouve bien le mode elliptique à 76 MHz et le mode longitudinal à 131 MHz que nous avons observés sur les graphes obtenus avec notre outil de simulation. Nous récapitulons dans le tableau 5.3, les caractéristiques de ces deux modes pour les deux matériaux, soient leur célérité, leur couplage électromécanique ( $k^2$ ) et leur facteur de qualité ( $Q$ ).

Matériaux	Structure	Mode elliptique			Mode longitudinal		
		Célérité ( $\text{m.s}^{-1}$ )	$k^2$ (%)	$Q$	Célérité ( $\text{m.s}^{-1}$ )	$k^2$ (%)	$Q$
$\text{LiNbO}_3$	TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ , $e=500 \mu\text{m}$ )	3800	0,007	550	6500	0,3	1600
$\text{LiTaO}_3$	TPP ( $p=50 \mu\text{m}$ , $e=500 \mu\text{m}$ )	3200	0,001	350	5600	0,003	X

TABLE 5.3 – Récapitulatif des caractéristiques mesurées des modes elliptique et longitudinal excités par un TPP en niobate et tantalate de lithium

Les ondes excitées par un TPP en niobate de lithium s'avèrent mieux couplées que sur tantalate de lithium. Le coefficient de couplage de l'onde longitudinale sur niobate est d'ailleurs du même ordre de grandeur que celui des ondes de Rayleigh sur

quartz (environ 0,1 % [54]). Les facteurs de qualité sont néanmoins faibles quel que soit le matériau et la nature de l'onde, et sensiblement identiques. Nous remarquons également qu'un TPP en niobate de lithium excite des ondes à vitesse de phase plus élevée que celles excitées par un TPP en tantalate de lithium. Nous avons par conséquent choisi le niobate de lithium pour réaliser des dispositifs à plus haute fréquence, l'objectif étant la fabrication d'un résonateur à 1 GHz. Pour ce faire, nous avons fabriqué un TPP de période 5  $\mu\text{m}$  sur niobate de lithium selon les techniques de fabrication (cf. chapitre 4). Les mesures obtenues sont présentées en figure 5.9.

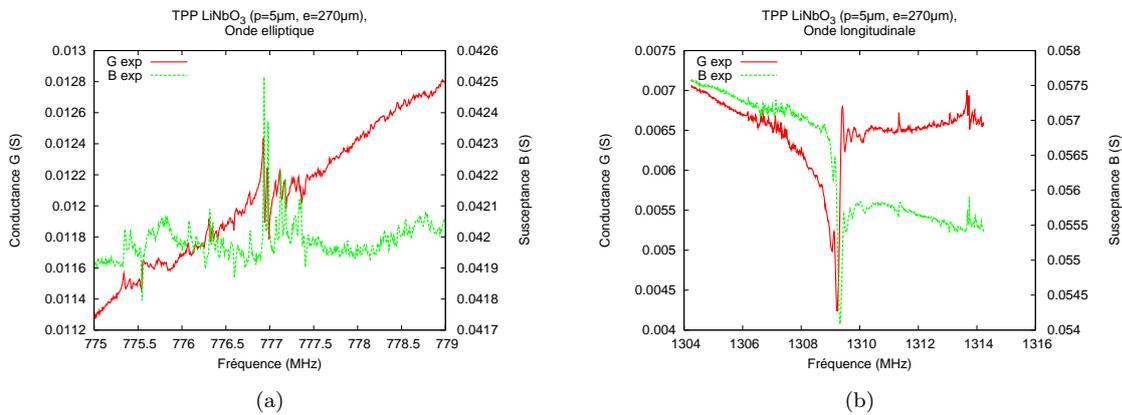


FIGURE 5.9 – Admittance expérimentale d'un TPP ( $p=5 \mu\text{m}$ ,  $e=270 \mu\text{m}$ ) sur niobate de lithium (a) centrée sur l'onde elliptique et (b) centrée sur l'onde longitudinale

Théoriquement nous devons obtenir une onde elliptique vers 760 MHz et une onde longitudinale vers 1,3 GHz. Les signaux ont été acquis via le testeur sous pointes car l'autre dispositif de caractérisation n'est pas assez isolé électriquement pour des mesures hautes fréquences et les tailles des plots de contact du dispositif sont trop petits à cette longueur d'ondes. Nous remarquons que l'admittance est très bruitée car le contact électrique de la masse par les bords du substrat engendrent des pertes et des perturbations électromagnétiques. Néanmoins, nous retrouvons les deux contributions elliptique et longitudinale respectivement à 777 MHz et 1,31 GHz. Ainsi, l'onde elliptique voit sa vitesse de phase augmentée légèrement lorsque la période diminue. La nature dispersive des modes a déjà été montrée par E. Courjon [97].

Les premiers dispositifs nous ont donc permis de valider le principe de transduction à l'aide de domaines ferroélectriques alternés et de démontrer la faisabilité de TPP excitant des ondes au GHz. Nous allons continuer à étudier les TPPs de période 50  $\mu\text{m}$  en caractérisant la dérive en fréquence des modes en fonction de la température.

### 5.1.3.2 Mesures en température et comparaison avec la théorie

Afin d'effectuer des mesures en température, nous déposons nos échantillons sur le support thermostaté de notre testeur sous pointes. Nous limitons la gamme de température de 20 à 60 °C car nos matériaux sont pyroélectriques et ainsi les charges se déplacent dans le substrat créant éventuellement des arcs électriques générant des amorces de rupture. Nous proposons en figure 5.10 les conductances mesurées pour un TPP de période 50  $\mu\text{m}$  sur niobate de lithium pour des températures variant de 20 à 60°C (mode elliptique).

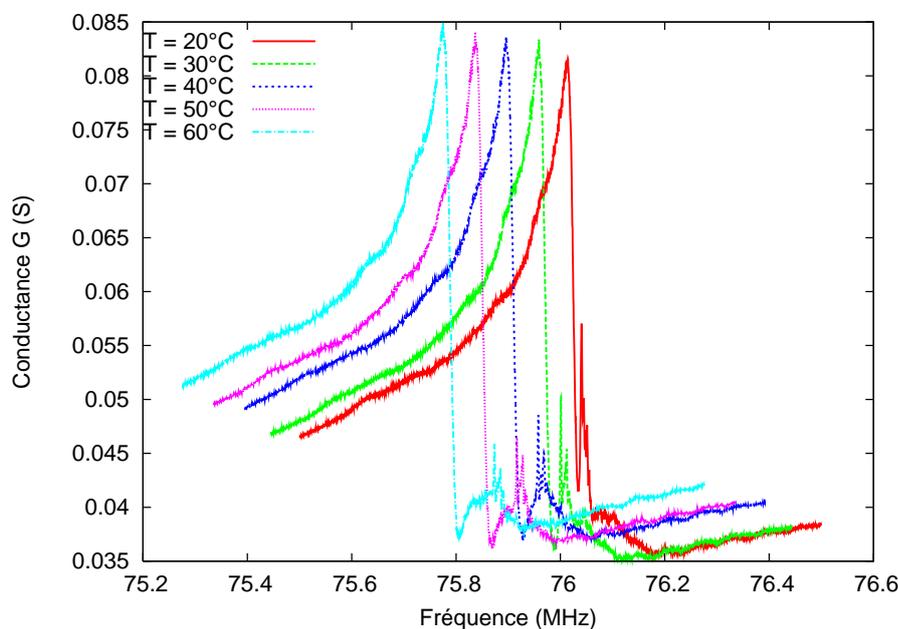


FIGURE 5.10 – Mesures de la conductance du mode elliptique d'un TPP sur niobate de lithium ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ ) pour des températures variant entre 20°C et 60°C

On observe une chute de la fréquence de résonance en fonction de la montée en température des dispositifs. Il est alors possible de calculer la dérive en température de nos structures comme nous l'avons expliqué précédemment (cf. section 3.2.2.2). Nous obtenons une droite dont le coefficient directeur correspond au CTF pour chaque mode. Ces droites peuvent ensuite être superposées à celles obtenues à l'aide de notre logiciel d'éléments finis/éléments de frontière. On obtient alors les graphes des figures 5.11(a et b) présentant respectivement les CTFs des modes elliptique et longitudinal pour un TPP de période 50  $\mu\text{m}$  sur niobate et tantalate de lithium.

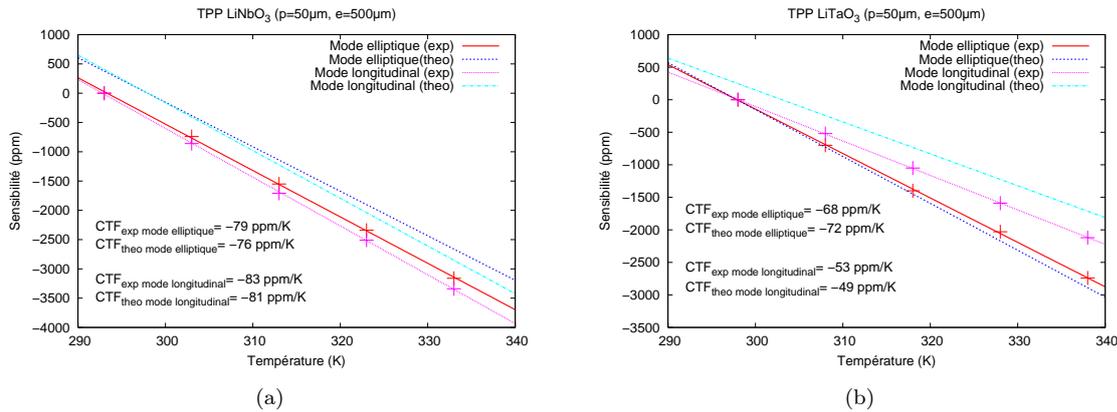


FIGURE 5.11 – Dérives thermiques théoriques et expérimentales des modes elliptique et longitudinal d'un TPP ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ ) (a) sur niobate de lithium et (b) sur tantalate de lithium

Les résultats expérimentaux et théoriques sont concordants. Nous remarquons néanmoins que le tantalate de lithium est notablement moins sensible à la température que le niobate de lithium notamment concernant l'onde longitudinale. Cette propriété n'est pas à négliger pour la suite de nos expériences car la réalisation d'un oscillateur stable dépend de la stabilité du résonateur, elle-même fonction de sa sensibilité aux variations extérieures (température, pression, etc.).

Ces tests démontrent que la prise en compte de la température dans notre outil de simulation est fiable pour ce type de structure. Ainsi, nous pouvons espérer une compensation en température des modes lorsque le transducteur sera enserré entre deux matériaux de guidage. Avant de caractériser des guides d'ondes, nous allons d'abord étudier la nature de la propagation des ondes élastiques au sein d'un TPP afin de déterminer si l'onde est progressive ou stationnaire.

#### 5.1.4 Étude de la propagation des ondes élastiques dans un TPP

Nous avons vu précédemment que deux modes de propagation principaux sont excités dans un TPP : un mode de plaque que nous avons nommé mode elliptique et un mode longitudinal. Notre objectif étant de réaliser un résonateur, nous devons donc fabriquer une cavité résonante dans laquelle les ondes élastiques vont se réfléchir en phase. Dans le cas des transducteurs à peignes inter-digités classiques, les ondes excitées sont principalement des ondes de surface progressives [85] qui continuent à se propager au-delà des peignes. Ainsi, des réflecteurs sont prévus aux extrémités de l'IDT pour créer un résonateur afin de réfléchir ces ondes et générer une onde stationnaire. L'étude menée dans ce paragraphe va permettre de déterminer la nature

de la propagation des ondes excitées par un TPP afin de concevoir notre résonateur. Nous savons que les conditions d'excitation au sein d'un TPP ne correspondent pas à la condition de Bragg mais à un régime de type second harmonique. Nous allons donc en caractériser les conséquences par une mesure acousto-optique directe.

#### 5.1.4.1 Description du banc de mesures acousto-optiques

Afin de déterminer la propagation des ondes dans un TPP, nous avons analysé la distribution des ondes élastiques pour un transducteur excité sur ses modes principaux. Ceci a été rendu possible grâce à l'utilisation d'un vibromètre laser mis en place par Sarah Benchabane à l'Institut FEMTO-ST [115] permettant la mesure ponctuelle et absolue du déplacement normal à la surface. Ainsi, seul le mode elliptique, déformant le matériau en surface, a pu être étudié. Le montage expérimental est présenté en figure 5.12.

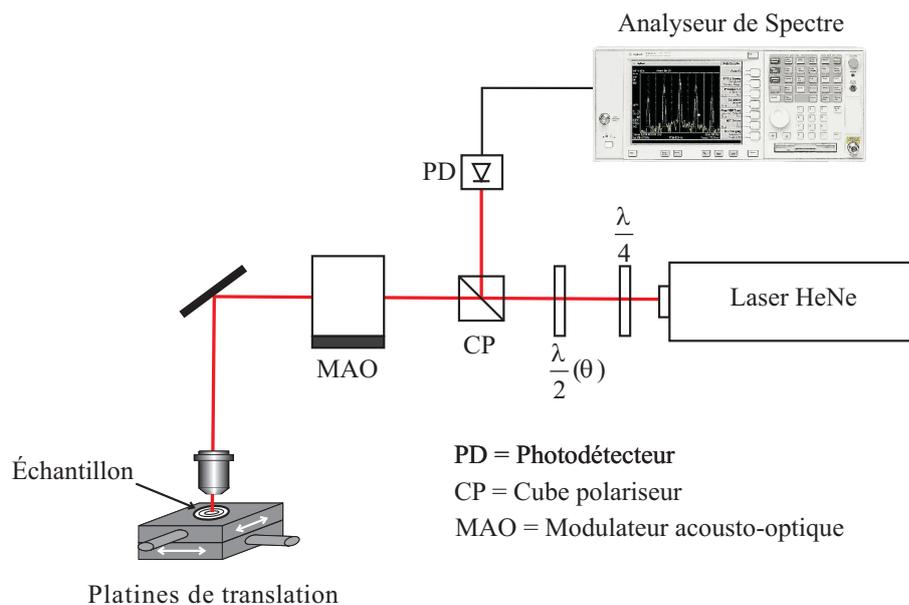


FIGURE 5.12 – Schéma du montage du vibromètre laser pour la caractérisation mécanique de la propagation des ondes élastiques

Le banc de mesures est composé d'une source lumineuse polarisée de type Helium-Néon émettant à 632,8 nm de longueur d'onde. Le faisceau source, polarisé horizontalement, traverse une lame quart d'onde dont l'axe rapide est orienté à  $0^\circ$ , ce qui ne modifie pas la polarisation du faisceau. Suit une lame demi-onde orientée suivant un angle  $\theta$ . Après le passage du faisceau à travers cette lame, sa polarisation reste rectiligne mais tournée de deux  $\theta$ . Un cube séparateur de polarisation (**CP**) di-

visé ensuite le faisceau en deux polarisations orthogonales : le faisceau référence et le faisceau sonde. Le premier est dirigé vers la photodiode, alors que le second, polarisé verticalement, traverse le modulateur acousto-optique fonctionnant sous régime de Bragg, modulant ainsi sa pulsation. Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'un objectif de microscope, puis réfléchi par l'échantillon qui vibre à sa pulsation propre. Il effectue ensuite le chemin inverse et retransverse le modulateur, ce qui module à nouveau la pulsation laser. Le modulateur acousto-optique employé à une fréquence de fonctionnement de 81 MHz, donne une fréquence de porteuse à 162 MHz. Le double passage à travers les deux lames, puis la réflexion sur le miroir du laser font tourner la polarisation de  $90^\circ$ . Grâce au cube séparateur de polarisation, le faisceau sonde est maintenant dirigé vers la photodiode. Les deux faisceaux référence et sonde, interfèrent sur la photodiode reliée à un amplificateur faible bruit et large bande conditionnant le signal. Un analyseur de spectre permet d'acquérir l'amplitude de la porteuse et d'une des raies latérales. Un synthétiseur de fréquence permet d'exciter le dispositif positionné sur deux platines de translation motorisées, permettant ainsi de déplacer l'échantillon afin d'effectuer une cartographie de la zone désirée. Enfin, le système est piloté informatiquement par un programme « LabVIEW » permettant d'acquérir la cartographie de l'échantillon.

#### 5.1.4.2 Mesures acousto-optiques d'un TPP : mise en évidence d'ondes quasi-stationnaires

Nous avons caractérisé un transducteur de période  $50\ \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $500\ \mu\text{m}$  en niobate de lithium excité par des électrodes en aluminium sur la surface du transducteur. Seuls les modes ayant une déformation suivant l'axe Z sont exploitables par le vibromètre laser. Ainsi nous nous intéresserons à la propagation du mode elliptique se propageant à 76 MHz. Nous présentons en figures 5.13(a, b et c) les résultats des acquisitions en réflexion et en amplitude obtenues lors de l'excitation du mode elliptique.

La mesure en réflexion (figure 5.13(a)) permet d'identifier les électrodes métalliques. En effet, lors du balayage d'une électrode, la puissance réfléchie par le dispositif est de 10 dB sinon elle est de -10 dB. Nous remarquons deux zones métallisées localisées entre 2000 et 4000  $\mu\text{m}$  et entre 6500 et 7500  $\mu\text{m}$ . L'électrode excitée correspond à celle située entre 2000 et 4000  $\mu\text{m}$ . Les figures 5.13(b et c) présentent la variation en amplitude des vibrations du matériau suivant l'axe Z pour cette zone. Nous observons une amplitude des vibrations maximales sous la zone de l'électrode excitée. Puis cette amplitude s'atténue exponentiellement sur 1 mm de part et d'autre de l'électrode. De plus, nous avons également remarqué que la propagation des ondes dans un TPP ne dépend pas de la forme de l'électrode en surface.

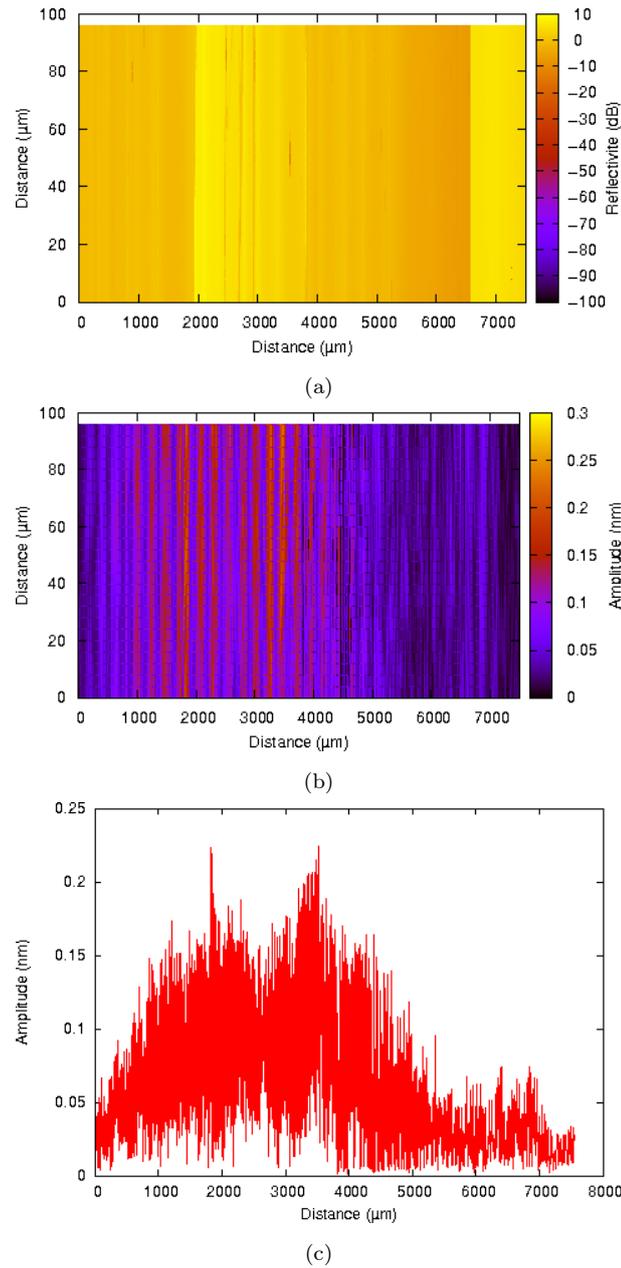


FIGURE 5.13 – Balayages acousto-optiques réalisés avec un vibromètre laser, (a) en réflexion, (b) en amplitude de vibration, (c) traitement des données en amplitude de vibration lors de l’excitation ponctuelle du mode elliptique d’un TPP en niobate de lithium

L’onde elliptique d’un TPP n’est pas progressive car son énergie décroît très rapidement lorsque le TPP n’est plus excité. Cette onde est ainsi quasi-stationnaire. Ainsi, nous n’avons pas besoin *a priori* d’ajouter une structure de diffraction des ondes pour créer un résonateur à base de TPP. Néanmoins, nous avons vu que la longueur d’excitation jouait un rôle sur la qualité du signal. Le résonateur compact tirerait donc partie d’une structure de réflexion efficace.

Après avoir validé le principe du TPP, nous pouvons maintenant étudier le cas des résonateurs sur guides d'ondes à base de TPP. La partie suivante y sera consacrée. Nous débuterons par caractériser des résonateurs sur guides d'ondes utilisant des TPPs épais (500  $\mu\text{m}$ ) sur du silicium. Nous profiterons de cette étude pour tester les différentes connectiques exposées dans le chapitre 4. Enfin, nous mettrons en oscillation un des résonateurs fabriqués.

## 5.2 Oscillateur stabilisé par un résonateur silicium/TPP épais/silicium

Cette partie présente les caractérisations de résonateurs sur guides d'ondes à base de TPPs en niobate et tantalate de lithium de période 50  $\mu\text{m}$  et d'épaisseur 500  $\mu\text{m}$  reportés sur silicium. Nous allons tout d'abord tester les différentes connexions électriques du résonateur définies dans le chapitre 4. Ensuite, nous caractériserons, les admittances et les dérives en température des résonateurs sur guides d'ondes définis précédemment. Nous mettrons enfin en oscillation le meilleur résonateur (selon son facteur de qualité, sa rotation de phase et sa dynamique) et nous caractériserons le bruit de phase ainsi que la stabilité en fréquence de l'oscillateur ainsi formé.

### 5.2.1 Caractérisation des résonateurs sur guides d'ondes

#### 5.2.1.1 Caractérisations de différentes connexions électriques de résonateurs silicium/TPP/silicium

Dans le chapitre 4, nous avons établi trois procédés de fabrication des résonateurs sur guides d'ondes permettant, suivant la nature du matériau de guidage, de fabriquer un véhicule de test. En effet, nous avons étudié les possibilités technologiques de reprises des électrodes du résonateur pour les cas de matériaux de guidage usinables, conducteurs et les autres types de matériaux. Pour ce faire, nous avons fabriqué trois véhicules de tests chacun avec une connectique différente. Nous avons choisi le silicium comme matériau de guidage car il est facilement usinable par DRIE et peut être conducteur s'il est dopé.

#### Caractérisation du véhicule de test avec gravure du silicium

Nous rappelons que les ouvertures dans le silicium sont débouchantes et d'une surface de 5  $\text{mm}^2$  de façon à avoir aisément accès aux électrodes en or déposées de part et d'autre du TPP comme présenté en figure 5.14.

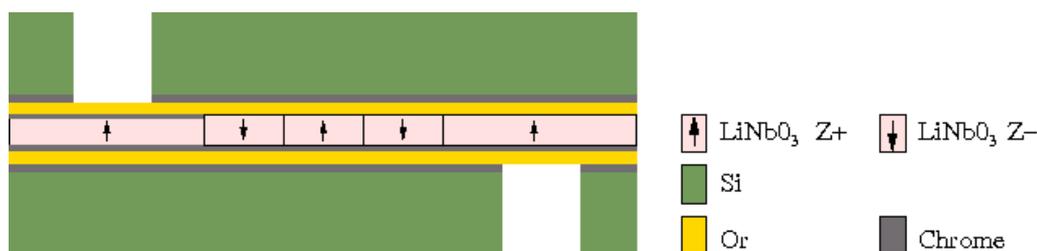
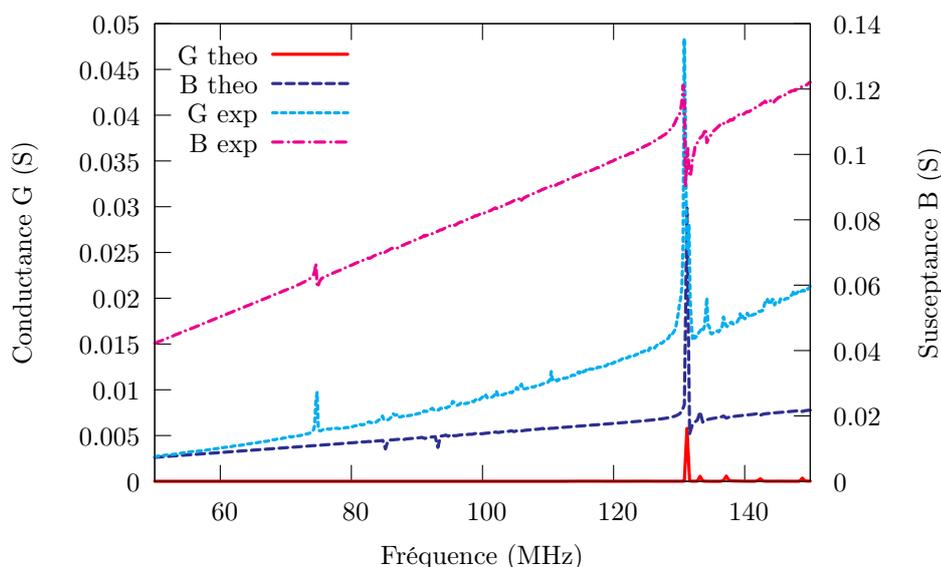


FIGURE 5.14 – Schéma du résonateur avec ouvertures dans le silicium

Un fil d'or est ensuite connecté sur chaque électrode et relié à la masse d'un port SMA pour l'un et au point chaud pour l'autre. Nous présentons en figure 5.15 la comparaison de l'admittance mesurée d'un résonateur guide d'ondes silicium/TPP LiNbO<sub>3</sub> ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ )/silicium avec ouvertures dans le silicium à l'admittance harmonique.

FIGURE 5.15 – Comparaison des admittances expérimentale et théorique d'un véhicule de test composé d'un résonateur guide d'ondes silicium/TPP LiNbO<sub>3</sub> ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=500\ \mu\text{m}$ )/silicium avec des ouvertures de  $5\ \text{mm}^2$  dans le silicium

Nous observons sur la caractérisation expérimentale les deux mêmes modes que ceux excités par un TPP seul, c'est-à-dire le mode elliptique à 76 MHz et le mode longitudinal à 131 MHz. Alors que la théorie prévoit qu'un seul mode, le mode longitudinal car le mode elliptique est contraint par le silicium. Cette différence peut s'expliquer par la présence d'ouvertures dans le silicium. En effet, dans les zones ouvertes, le dispositif correspond à un empilement silicium/TPP et non silicium/TPP/silicium.

Nous avons donc comparé, en figure 5.16, la mesure à l'admittance harmonique d'une structure silicium/TPP.

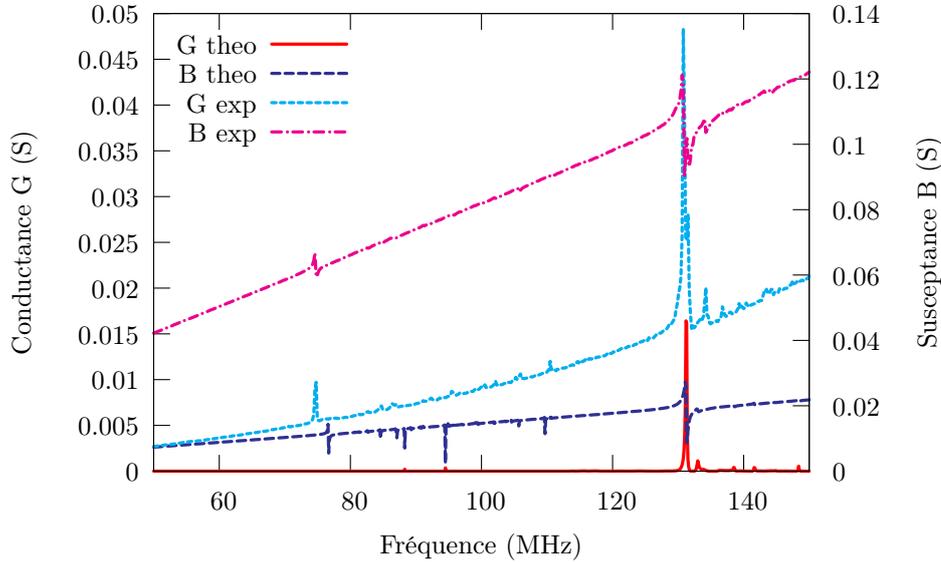


FIGURE 5.16 – Comparaison de l'admittance expérimentale d'un véhicule de test silicium/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium avec des ouvertures de  $5 \text{ mm}^2$  dans le silicium avec l'admittance harmonique d'une structure silicium/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )

Nous remarquons que le mode elliptique à 76 MHz est présent dans la configuration silicium/TPP. Ainsi, les ondes élastiques excitées dans ce dispositif proviennent de la structure silicium/TPP/silicium mais également de la structure silicium/TPP. Ce type de connectique n'est donc pas adapté pour la fabrication des résonateurs guides d'ondes.

#### Caractérisation du véhicule de test fondé sur l'utilisation de silicium dopé comme substrat de guidage

Nous avons alors développé un véhicule de test utilisant un résonateur silicium dopé/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium dopé. Cette configuration permet d'éliminer l'étape de gravure du silicium car nous prenons directement les contacts électriques sur le silicium conducteur. Ainsi la structure du résonateur est homogène comme présentée en figure 5.17.

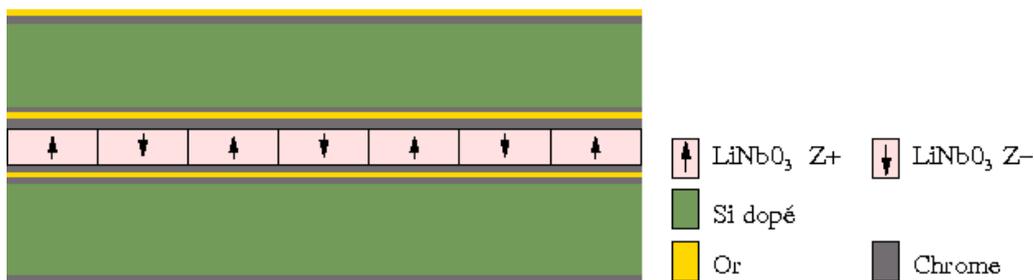


FIGURE 5.17 – Schéma du résonateur fondé sur du silicium dopé

Nous présentons une comparaison des admittances expérimentale et théorique de ce véhicule de test en figure 5.18.

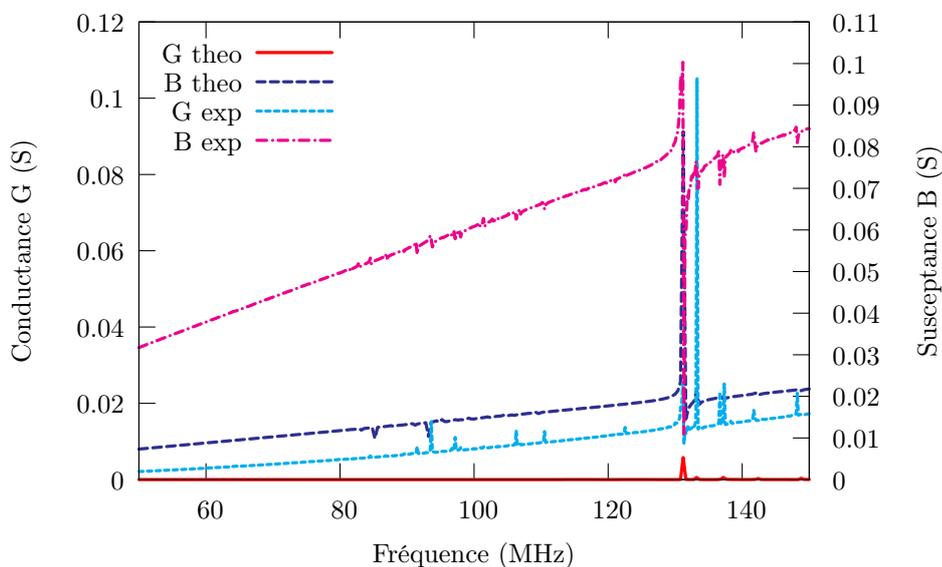


FIGURE 5.18 – Comparaison des admittances expérimentale et théorique d'un véhicule de test composé d'un résonateur guide d'ondes silicium dopé/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium dopé avec reprise des contacts électriques sur le silicium dopé

Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie : nous observons un mode principal correspondant au mode longitudinal à 131 MHz. De plus, la réponse expérimentale ne présente pas de perturbations extérieures majeures liées à la connectique. En effet, la ligne de base de la conductance est relativement plane et proche de zéro, les électrodes massives n'ajoutant pas de pollution notable sur le signal. Nous avons donc retenu ce type de connectique pour réaliser nos résonateurs sur guides d'ondes à base de silicium.

La dernière connectique avec le report des électrodes sur la tranche des substrats de guidage (cf. figure 5.19) n'a pas fonctionné car le contact électrique n'était pas suffisant (trop résistif). Nous avons néanmoins mesuré une admittance comportant des modes de volume parasites périodiques car la majeure partie du dispositif excité correspond au matériau ferroélectrique et non pas au transducteur. Ainsi la structure est typiquement une structure de résonateurs à ondes de volume.

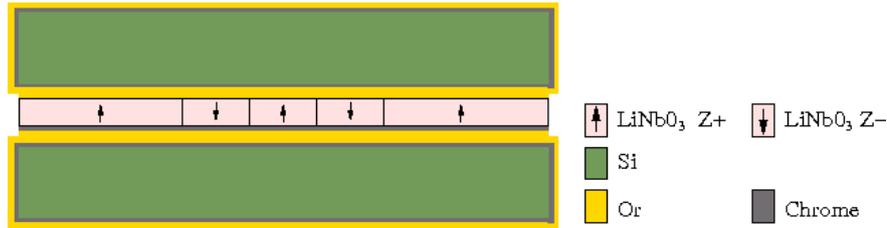


FIGURE 5.19 – Schéma du résonateur fondé sur le report des électrodes sur les tranches du silicium

### 5.2.1.2 Etude détaillée de résonateurs silicium dopé/TPP épais en $\text{LiTaO}_3$ et $\text{LiNbO}_3$ /silicium dopé : Admittance, paramètres S et dérive en température

Maintenant que nous avons défini la connectique idéale pour nos véhicules de test, nous allons les caractériser en détail. Nous allons tout d'abord étudier un résonateur silicium/TPP  $\text{LiTaO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium, puis nous nous concentrerons sur un résonateur silicium/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium.

#### Résonateur : silicium dopé/TPP $\text{LiTaO}_3$ ( $p=50 \mu\text{m}$ , $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium dopé

Nous présentons en figure 5.20, les admittances théorique et expérimentale du résonateur à base de TPP en tantalate de lithium.

Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie (principalement concernant la position du mode longitudinal). Nous observons une contribution majeure à 112 MHz identifiée théoriquement comme une onde longitudinale. Cependant, nous constatons que d'autres modes analysés comme étant des modes de cisaillement, viennent parasiter le signal. En effet, en nous focalisant sur le mode principal, nous remarquons sur la figure 5.20(b) que le mode principal est perturbé par d'autres modes voisins. Nous calculons néanmoins un facteur de qualité de 2500 et un couplage électromécanique de 0,007 %. Cette onde est donc très peu couplée, notamment en comparaison du couplage des ondes de Rayleigh sur quartz qui est de 0,1 % [54]. Néanmoins, le facteur de qualité a nettement augmenté comparé au transducteur non reporté que nous n'avions même pas pu définir. Ainsi, les ondes sont confinées dans la structure et s'établissent dans la structure sur guide d'ondes avec moins de pertes viscoélastiques.

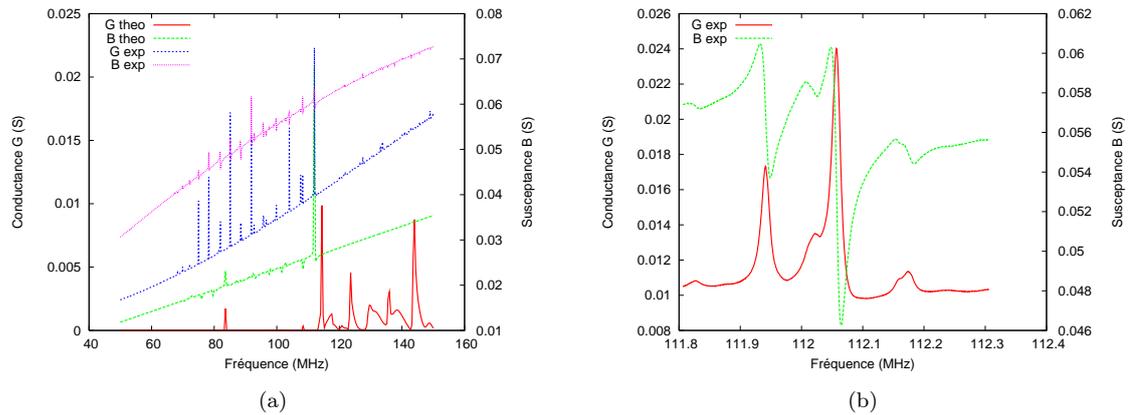


FIGURE 5.20 – (a) admittances théorique et expérimentale et (b) admittance expérimentale centrée sur le mode longitudinal d'un résonateur silicium dopé/TPP LiTaO<sub>3</sub> (p=50  $\mu\text{m}$ , e=500  $\mu\text{m}$ )/silicium dopé

L'étude des paramètres S, présentée en figure 5.21, souligne les variations d'amplitude et de phase du mode.

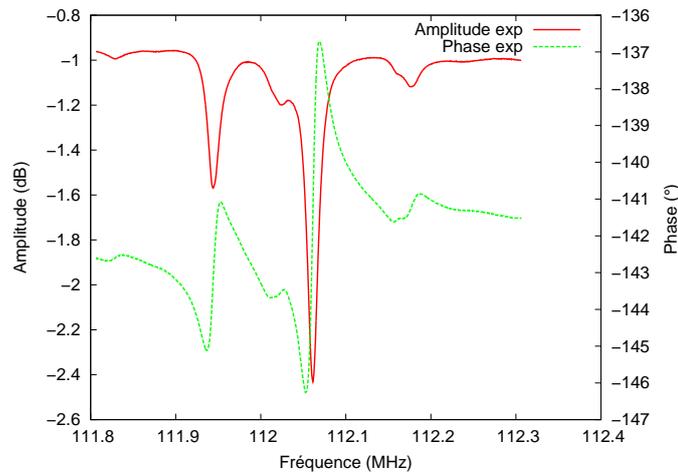


FIGURE 5.21 – Mesures des paramètres S en réflexion du résonateur silicium dopé/TPP LiTaO<sub>3</sub> (p=50  $\mu\text{m}$ , e=500  $\mu\text{m}$ )/silicium dopé centrées sur le mode longitudinal

Nous observons une dynamique inférieure à 3 dB et une rotation de phase d'environ 10°. Toute tentative de mise en oscillation de ce résonateur est pratiquement vouée à l'échec étant donné ces caractéristiques. En effet, la mise en oscillation d'un tel résonateur oblige un dispositif d'entretien des oscillations ajusté précisément. De plus le moindre bruit sur l'amplificateur ou extérieur le rendrait instable en fréquence.

Nous avons néanmoins caractérisé la dérive en fréquence de ce mode en fonction de la température et l'avons comparée aux simulations. La figure 5.22 présente ces résultats.

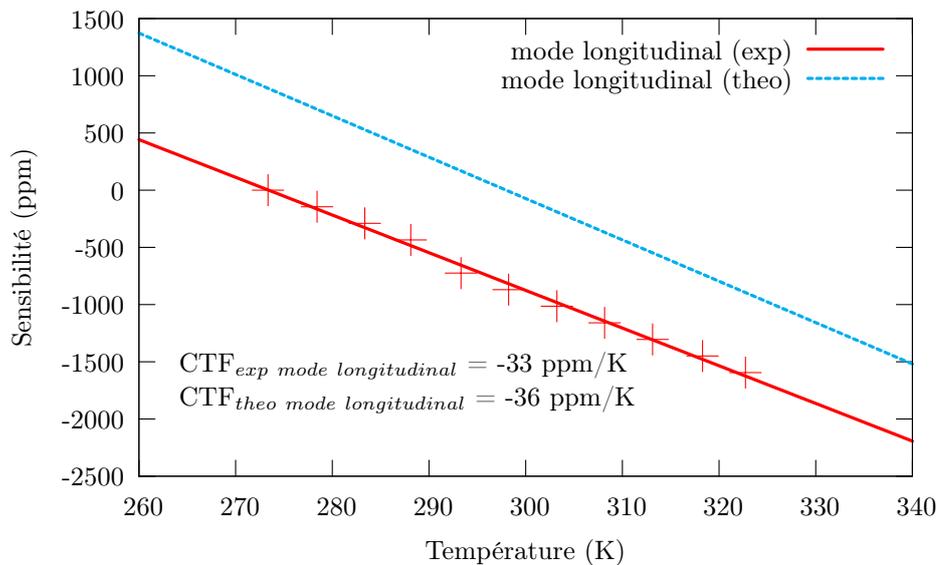


FIGURE 5.22 – Dérives en fréquence du mode longitudinal en fonction de la température pour le résonateur silicium/TPP LiTaO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=500 μm)/silicium

Nous observons la concordance des CTFs entre la simulation et l'expérience (à mieux que 10 % près). De plus, comparé au CTF du mode longitudinal excité par un TPP en tantalate de lithium non reporté égale à -49 ppm/K, celui obtenu pour le même mode dans la structure sur guide d'ondes de -33 ppm/K est inférieur. Nous connaissons la dérive en température du silicium qui est d'environ -30 ppm/K [64]. Ainsi, on en conclut que le silicium permet de compenser en partie la dérive en température du tantalate de lithium.

Cependant, malgré cette compensation en température, nous n'avons pas réussi à faire osciller ce résonateur car la rotation de phase de sa résonance n'est pas suffisamment élevée. Nous avons donc étudié le résonateur à base de TPP en niobate de lithium.

**Résonateur : silicium dopé/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=500 μm)/silicium dopé**

Les caractérisations des admittances théorique et expérimentale du véhicule de test, silicium dopé (e=380 μm)/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=500 μm)/silicium dopé (e=380 μm), sont présentées en figure 5.23(a).

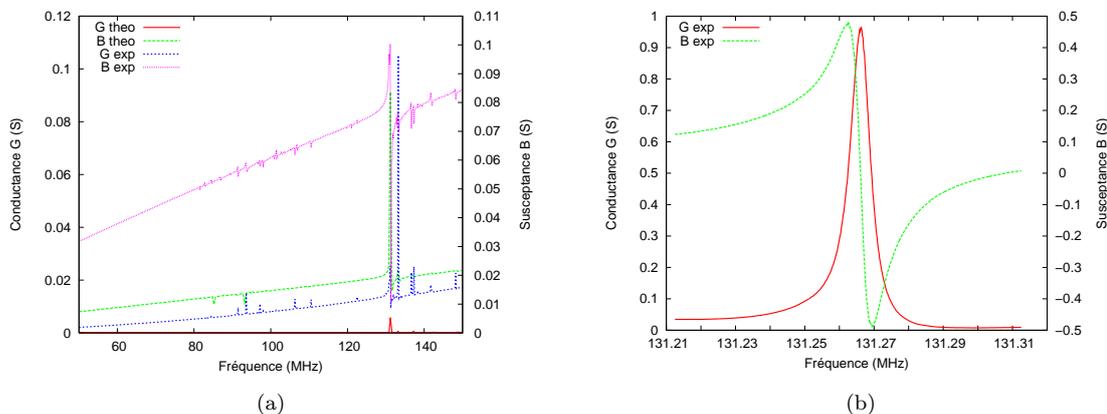


FIGURE 5.23 – Caractérisations d'un résonateur silicium dopé/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 μm, e=500 μm)/silicium dopé, (a) admittances théorique et expérimentale et (b) admittance expérimentale centrée sur le mode longitudinal

Les caractérisations concordent et présentent un mode principal correspondant théoriquement à une onde longitudinale à 131 MHz. Nous proposons en figure 5.23(b) l'admittance mesurée centrée sur ce mode. Ce résonateur à 131 MHz est très convaincant tant par son facteur de qualité qui atteint les 13000, que par son coefficient de couplage électromécanique de 0,25 %. En figure 5.24, nous présentons également la caractérisation de l'amplitude et de la phase de ce mode correspondant aux paramètres S en réflexion.

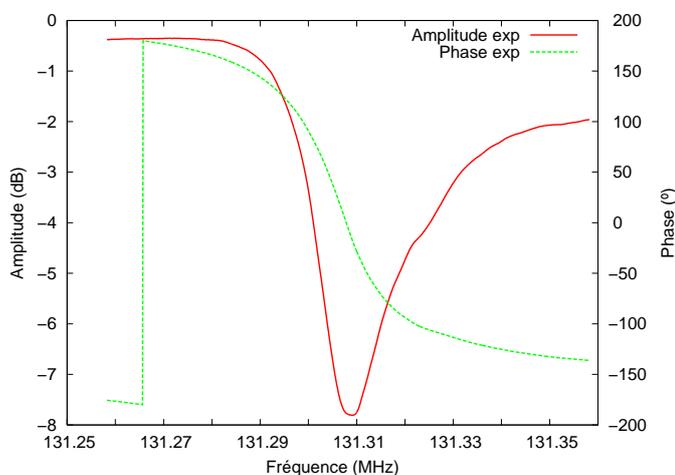


FIGURE 5.24 – Paramètres S en réflexion, amplitude et phase, centrés sur la résonance à 131 MHz

Nous observons une rotation de phase de ce mode de  $320^\circ$  avec une dynamique de 8 dB. Ces résultats sont très encourageants car avec de telles caractéristiques, nous pouvons faire osciller ce résonateur. Concernant l'étude en température, nous présentons en figure 5.25 la comparaison des dérives thermiques expérimentale et théorique de ce mode.

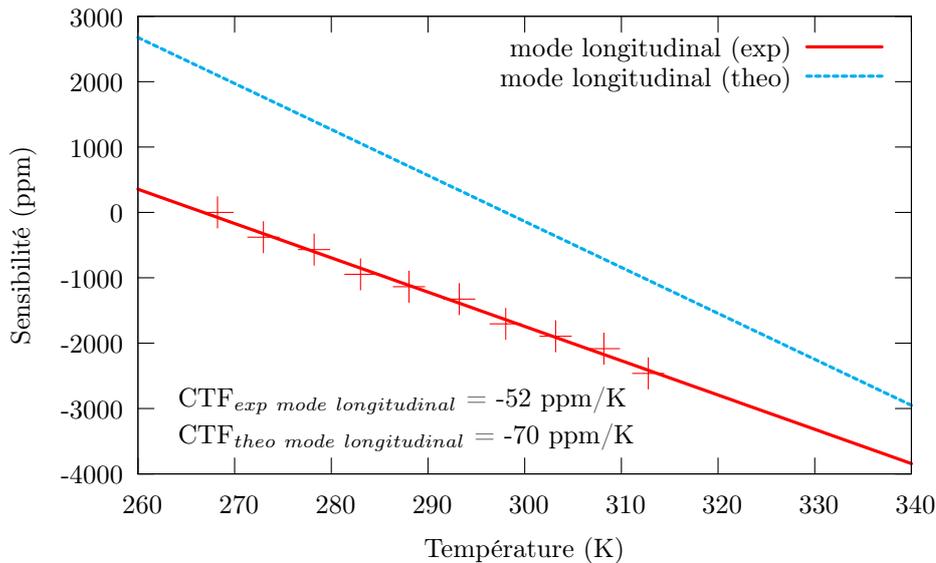


FIGURE 5.25 – Dérives en température théorique et expérimentale du mode longitudinal à 131 MHz excité par un résonateur silicium/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=500 \mu\text{m}$ )/silicium

Nous remarquons que la simulation prévoit une dérive de ce mode de  $-70 \text{ ppm/K}$  contre  $-52 \text{ ppm/K}$  expérimentalement. Comme nous l'avons mis en évidence dans le chapitre 3, les calculs en température sont fiables lorsque la dérive en température tend vers celle du TPP ou vers celle du matériau de guidage. Ici, nous obtenons une dérive en température du mode d'environ  $-50 \text{ ppm/K}$  comprise entre la dérive en température du silicium qui est de  $-30 \text{ ppm/K}$  [64] et celle du TPP sur niobate de lithium de  $-80 \text{ ppm/K}$ . Ainsi, la simulation permet d'obtenir, dans cette configuration, seulement l'ordre de grandeur du CTF. Ce mode reste néanmoins plus sensible à la température que celui excité par un résonateur à base de TPP en tantalate de lithium.

En résumé, nous avons présenté les caractéristiques des deux résonateurs sur guides d'ondes utilisant un transducteur de période  $50 \mu\text{m}$  et d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$  sur niobate et tantalate de lithium reporté sur du silicium dopé. Malheureusement, le résonateur à base de tantalate de lithium ne présente pas une contribution suffisamment résolue pour pouvoir la faire osciller. En revanche, le résonateur à base de niobate de

lithium excite un mode à 131 MHz avec une rotation de phase de  $320^\circ$  et un facteur de qualité de 13000. Il est donc adapté pour la conception d'un oscillateur.

### 5.2.2 Caractérisation de l'oscillateur à 131 MHz stabilisé par un résonateur silicium/TPP LiNbO<sub>3</sub> (p=50 $\mu\text{m}$ , e=500 $\mu\text{m}$ )/silicium

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord le circuit électrique équivalent du résonateur à 131 MHz et nous le simulons avec le logiciel « ADS » afin de retrouver la résonance à 131 MHz. Ensuite, nous proposons la simulation du circuit d'amplification adapté à cette fréquence afin de fixer les valeurs des composants du circuit d'entretien et de vérifier la bande de fréquence dans laquelle le signal sera amplifié. Enfin, nous présentons les caractérisations de l'oscillateur à 131 MHz, notamment son bruit de phase et sa stabilité en fréquence.

#### 5.2.2.1 Simulation du résonateur à 131 MHz et du circuit amplificateur avec le logiciel « ADS »

Autour du point de fonctionnement, tout composant électronique peut être modélisé par un schéma électrique équivalent, ce qui permet d'écrire les équations de fonctionnement du système. Au voisinage de la résonance, le schéma électrique équivalent à la cavité d'un résonateur à ondes élastiques est un circuit RLC série avec une capacité statique  $C_0$  en parallèle. Le résonateur sur guide d'ondes étant dipolaire, le schéma équivalent est présenté en figure 5.26.

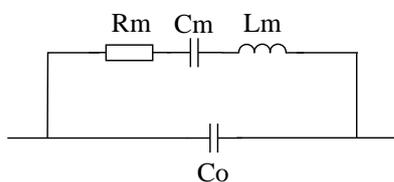


FIGURE 5.26 – Schéma électrique équivalent du résonateur sur guide d'ondes

Nous allons maintenant calculer les valeurs des différents composants de ce circuit équivalent en se basant sur les caractérisations du résonateur sur guide d'ondes présentées précédemment.

**Calcul de la résistance motionnelle**

L'admittance équivalente à la résonance du circuit de la figure 5.26 est :

$$Y_{eq} = \frac{1}{R_m} + jC_0\omega \quad (5.1)$$

car à la résonance  $|Z_{Cm}| = |Z_{Lm}|$ . La résistance motionnelle ( $R_m$ ) correspond ainsi à la partie réelle de l'impédance ( $Z_{exp}$ ), soit :  $R_m = R_e(Z_{exp})$  obtenue graphiquement par l'ordonnée à l'origine de l'impédance.

Nous obtenons ainsi :  $R_m = 2 \Omega$ .

**Calcul de la capacité statique**

La capacité statique  $C_0$  dépend de la configuration physique du dispositif. Dans notre cas, elle représente la capacité entre les deux électrodes excitant le TPP. D'après la relation (5.1), la capacité statique se traduit par le coefficient directeur de la ligne de base de la susceptance ( $Y_{eq}$ ).

Ainsi, nous en avons déduit la capacité statique de notre résonateur :

$$C_0 = 6 \times 10^{-10} F$$

**Calcul de la capacité motionnelle**

La capacité motionnelle ( $C_m$ ) est estimée en première approximation par la relation suivante [4] :

$$C_m = k_s^2 \times C_0, \quad (5.2)$$

avec  $k_s^2$ , le couplage électromécanique de l'onde excitée. Dans notre cas, nous avons calculé un couplage électromécanique de :  $k_s^2 = 0,0025$

Ainsi, la capacité motionnelle de notre résonateur est :  $C_m = 1,67 \times 10^{-12} F$

**Calcul de l'inductance motionnelle**

La fréquence de résonance série ( $f_r$ ) dans un circuit RLC est donnée par la relation suivante :

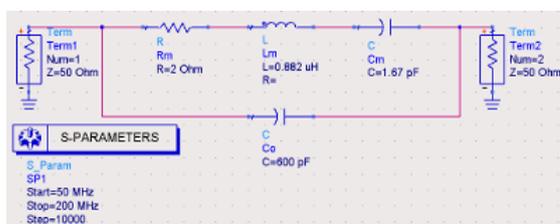
$$f_r^2 = \frac{1}{4\pi^2 L_m C_m} \quad (5.3)$$

De cette relation, nous extrayons l'inductance motionnelle ( $L_m$ ) et nous la calculons pour la fréquence de résonance série ( $f_r$ ) de 131 MHz.

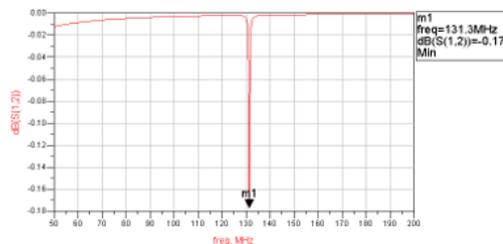
Nous obtenons : Ainsi,  $L_m = 8,82 \times 10^{-7} H$

Maintenant que nous avons calculé les valeurs des composants du circuit équivalent, nous allons simuler le résonateur avec le logiciel « ADS ». L'objectif est de vérifier que nous obtenons bien une résonance proche de 131 MHz avec les composants calculés.

Nous proposons, en figure 5.27(a), le schéma électronique du résonateur équivalent, simulé avec le logiciel « ADS ».



(a)

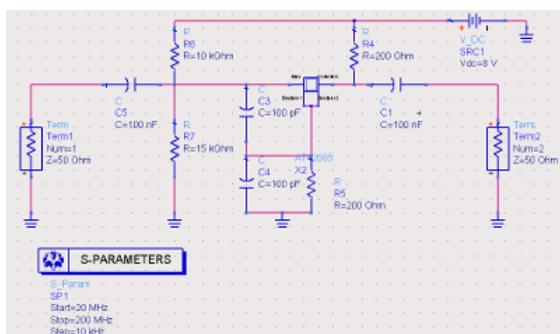


(b)

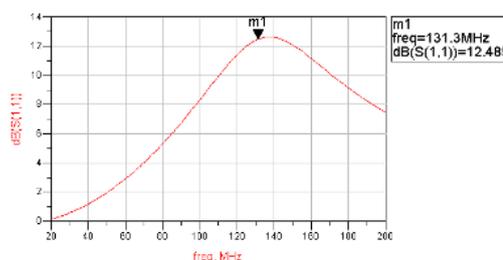
FIGURE 5.27 – (a) Schéma électronique équivalent du résonateur à 131 MHz, (b) simulation en paramètres S en transmission de ce résonateur avec le logiciel « ADS »

La figure 5.27(b) correspond à la simulation en paramètres S de ce résonateur. Ce tracé présente la transmission du signal entre le port 1 et le port 2. Lorsque ce paramètre vaut 0 dB, la totalité du signal est transmise et lorsqu'il est inférieur à 0 dB, une partie du signal est réfléchi. Nous observons un creux à 131,3 MHz correspondant à la fréquence de résonance du résonateur. Ainsi, les valeurs des composants du circuit équivalent calculées précédemment sont validées.

Maintenant que nous avons validé le modèle du résonateur, nous allons nous intéresser à l'amplificateur. Le schéma électronique de l'amplificateur (cf. partie 4.4.4) tel que programmé sous « ADS », est donné en figure 5.28(a).



(a)



(b)

FIGURE 5.28 – (a) Schéma électronique équivalent de l'amplificateur, (b) simulation en paramètres S en réflexion de cet oscillateur avec le logiciel « ADS »

La figure 5.28(b) présente les paramètres S du port 1 en réflexion de l'oscillateur de la figure 5.28(a). Nous observons pour 131 MHz, un gain de plus de 10 dB, largement supérieur aux conditions limites de démarrage des oscillations, c'est à dire selon les critères de Barkhausen un gain supérieur à 0 dB.

Une fois les simulations réalisées et les composants électroniques fixés, nous avons fabriqué le circuit imprimé de l'oscillateur tel que nous l'avons présenté dans le chapitre 4. Nous allons maintenant caractériser cet oscillateur stabilisé par le résonateur sur guide d'ondes à 131 MHz caractérisé plus haut.

### 5.2.2.2 Bruit de phase et stabilité de notre oscillateur

#### Etude du bruit de phase

Afin de caractériser notre oscillateur, nous avons travaillé dans le domaine de Fourier car les densités spectrales de fluctuation de phase ou de fréquence contiennent plus d'informations que la variance d'Allan. Nous avons donc utilisé la méthode de mesure par asservissement de phase ; elle permet d'obtenir facilement le spectre de phase comme étudié dans le chapitre 1.

Pour ce faire, nous avons utilisé un synthétiseur de fréquence contenant un oscillateur de référence pour mesurer la densité spectrale des fluctuations de phase de notre oscillateur. L'utilisation d'une telle source de référence permet d'accorder la fréquence d'un synthétiseur avec celle de l'oscillateur à tester. Cependant, pour l'étude d'oscillateurs à haute pureté spectrale, nous pouvons être limités par le plancher de bruit du synthétiseur. Ainsi, nous avons mesuré le bruit de phase à l'aide d'un analyseur de spectre de phase « FSUP26 » Rohde-Schwarz avec un plancher du bruit du synthétiseur qui se situe à -170 dB environ pour les fréquences de Fourier supérieures à 10 kHz [116]. Nous présentons en figure 5.29, l'évolution du bruit de phase de notre oscillateur à 131 MHz en fonction de la puissance en entrée du résonateur.

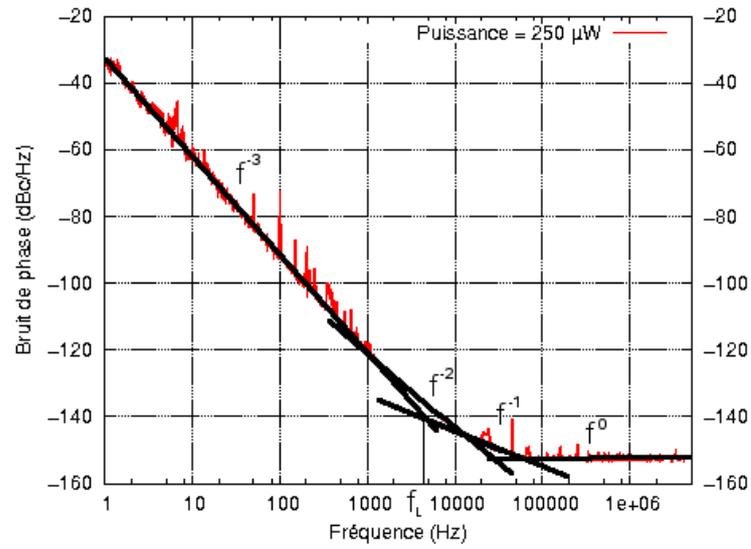
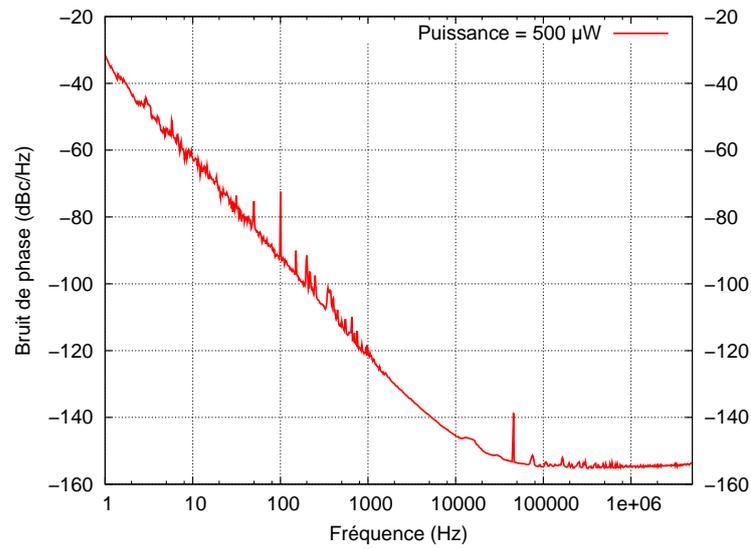
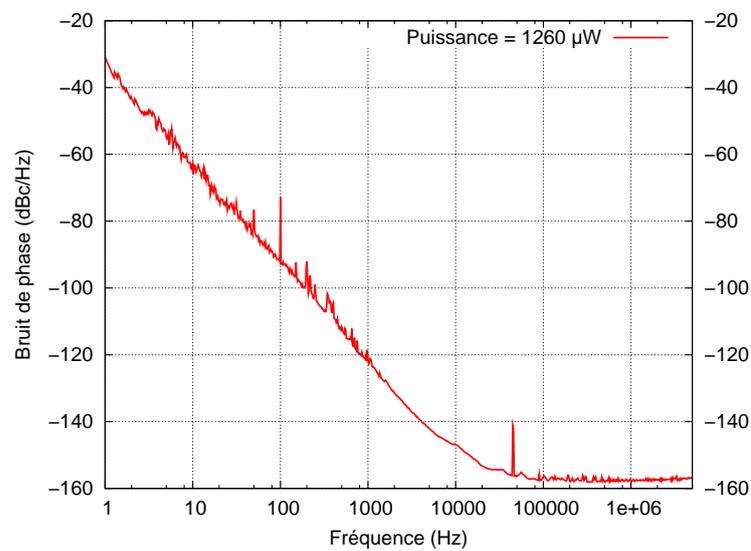
(a)  $P_{in} = 250$  W(b)  $P_{in} = 500$  W(c)  $P_{in} = -1260$  W

FIGURE 5.29

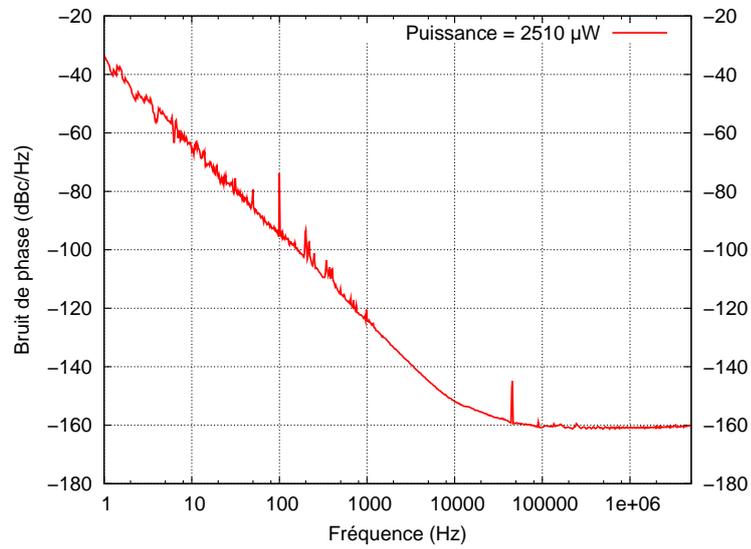
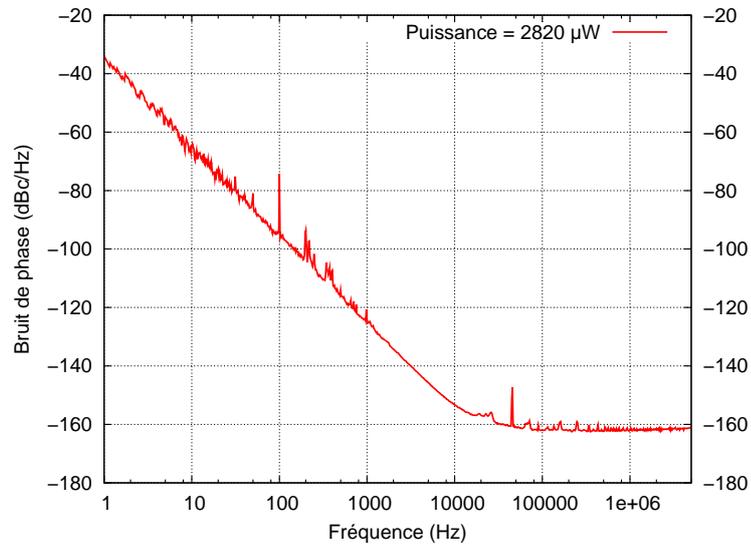
(d)  $P_{in} = 2510 \text{ W}$ (e)  $P_{in} = 2820 \text{ W}$ 

FIGURE 5.29 – Densités spectrales des fluctuations de phase de notre oscillateur à 131 MHz pour différentes puissances d'entrée du résonateur, (a) 250  $\mu$ W, (b) 500  $\mu$ W, (c) 1260  $\mu$ W, (d) 2510  $\mu$ W et (e) 2820  $\mu$ W

La puissance d'entrée du résonateur est obtenue par une mesure spectrale à l'entrée du résonateur. En effet, nous rappelons qu'une partie du signal d'entrée du résonateur (17 %) est dirigée vers un port SMA grâce à un coupleur directionnel de 17 dB (cf. partie 4.4.4). Nous réglons la puissance en modifiant la tension d'alimentation de l'oscillateur. Nous sommes limités en courant par les transistors du montage amplificateur et suiveur (à 100 mA) mais contrairement aux résonateurs SAW, nous ne sommes pas limités par le résonateur car nous avons une excitation « pleine plaque » (cf. chapitre 2). Nous présentons en figure 5.30(a) le spectre d'amplitude obtenu à l'entrée du résonateur pour une puissance en entrée du résonateur de 250  $\mu$ W correspondant à une tension d'alimentation de 6 V. Nous présentons également le spectre de la porteuse à 131 MHz en figure 5.30(b).

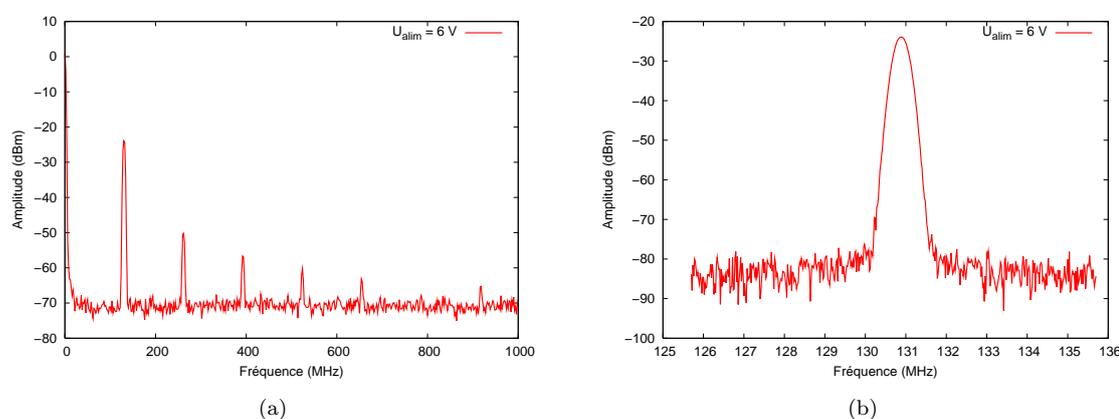


FIGURE 5.30 – (a) Spectre d'amplitude en entrée du résonateur à 131 MHz après passage par un coupleur directionnel de 17 dB, (b) centré sur la porteuse

Nous savons que théoriquement, le spectre d'un signal sinusoïdal parfait correspond à une fonction de Dirac à la fréquence de la porteuse. Nous observons sur la figure 5.30(a) que nous excitions des harmoniques en plus du fondamental à 131 MHz. Notre signal n'est donc pas une sinusoïde parfaite, son taux de distorsion est de 5,8 %. Pour réduire ce taux, il faudrait régler l'étage d'amplification au plus près du critère de Barkhausen ou utiliser un dispositif de régulation du gain de l'amplificateur pour éviter l'écrêtage du signal de sortie.

Revenons maintenant aux courbes de bruit de phase. Nous avons tracé sur la figure 5.29(a) les différentes droites correspondant aux divers bruits autour de la porteuse. Nous avons un bruit en  $f^{-3}$  suivi d'un bruit en  $f^{-2}$ , puis un bruit en  $f^{-1}$  également appelé aussi « flicker » et enfin un bruit en  $f^0$  nommé bruit blanc. Le bruit en  $f^{-3}$ , au plus proche de la porteuse, est influencé par la dérive en fréquence liée à la stabi-

lité de l'oscillateur. Le bruit blanc est, quant à lui, sensible à la puissance en entrée du résonateur. En effet, le plancher de ce bruit diminue avec la puissance comme nous l'avons observé sur les différentes courbes de la figure 5.29. De plus, nous avons calculé la fréquence de Leeson égale à  $f_0/2Q$  (cf. chapitre 1), avec  $f_0$ , la fréquence de résonance du système (ici 131 MHz) et  $Q$  le facteur de qualité de la résonance (ici 13000). Ce qui nous donne une fréquence de Leeson de 5 kHz. Nous retrouvons graphiquement cette fréquence sur les densités spectrales de fluctuation de phase. En effet, cette fréquence correspond au point d'intersection des bruits en  $f^{-3}$  et  $f^{-1}$  (cf. chapitre 1) comme présentée en figure 5.29(a). Nous remarquons également que lorsque la puissance augmente le bruit en  $f^{-3}$  au voisinage de la porteuse est affecté. En effet, comme l'oscillateur n'est pas thermostaté, en augmentant la puissance, nous augmentons la température des composants électroniques donc la stabilité en fréquence de l'oscillateur est modifiée.

Nous proposons dans le tableau 5.4, un récapitulatif de l'évolution du palier de bruit en fonction de la puissance en entrée du résonateur (nous avons ajouté les 17 dB du coupleur afin d'obtenir la puissance exacte).

Tension d'alimentation (V)	Puissance en entrée du résonateur ( $\mu$ W)	Densité spectrale du plancher (dBc/Hz)
6	250	-153
7	500	-155
9	1260	-158
13	2510	-161,5
15	2820	-163

TABLE 5.4 – Récapitulatif de l'évolution du plancher du bruit de phase en fonction de la puissance en entrée du résonateur à 131 MHz

Nous présentons en figure 5.32 ci-contre, l'évolution du plancher du bruit de phase en fonction de la puissance en entrée du résonateur.

On remarque que l'on gagne 10 dBc/Hz sur le palier du bruit de phase pour une augmentation de la puissance de 2 mW. On observe un début de stabilisation du plancher de bruit vers -165 dBc/Hz, cependant nous ne savons pas si cette stabilisation est liée à notre oscillateur ou à l'oscillateur de référence de l'appareil de mesure dont le plancher se situe vers -170 dBc/Hz. Néanmoins, nous sommes sûr que notre résonateur atteint au minimum un plancher de bruit de -165 dBc/Hz. La puissance en entrée du résonateur a été limitée par l'électronique d'amplification, notamment par le courant admissible par les transistors. Notre résonateur est effectivement adapté à la tenue en puissance étant donné ses électrodes massives de part et d'autre du transducteur.

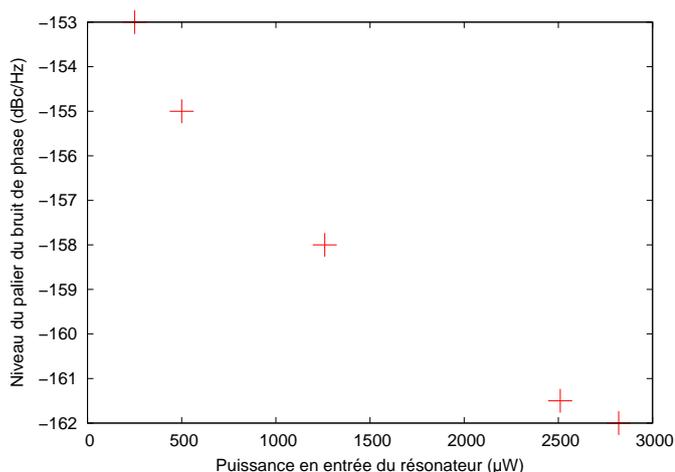


FIGURE 5.31 – Evolution du palier du bruit de phase en fonction de la puissance en entrée du résonateur

Nous avons positionné, en figure , le bruit de phase de notre oscillateur parmi d'autres bruits de phase d'oscillateurs vers la centaine de mégahertz présents sur le marché, notamment des oscillateurs à quartz.

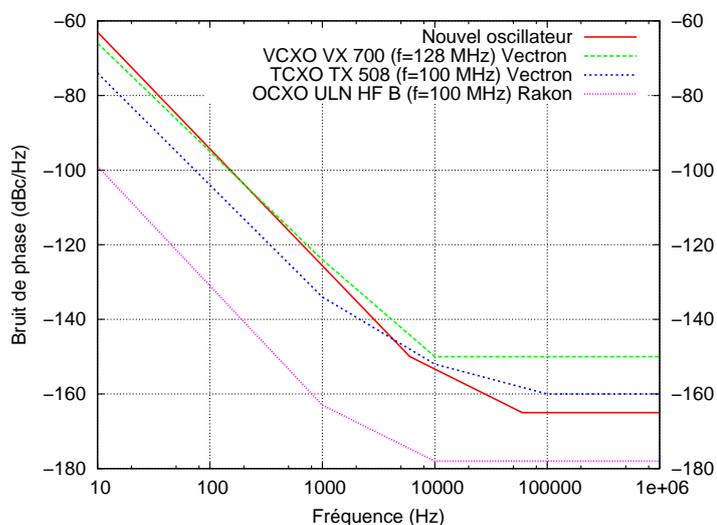


FIGURE 5.32 – Positionnement du bruit de phase de notre oscillateur à 131 MHz parmi d'autres bruits de phase générés par des oscillateurs à quartz présents sur le marché

Sur le marché, nous trouvons des oscillateurs stabilisés par des résonateur contrôlé en tension (VCXO), compensé en température (TCXO) ou thermostaté (OCXO). Nous remarquons que notre oscillateur dont le plancher est proche de -165 dBc/Hz s'inscrit dans le développement de systèmes de détection embarqués de haute résolution (applications radar). Nous allons maintenant étudier la stabilité en fréquence de notre oscillateur.

### Etude de la stabilité en fréquence

Nous rappelons que la caractérisation de la stabilité de fréquence des oscillateurs dans le domaine temporel fait appel à une méthode statistique. Des compteurs de fréquence à haute résolution sont utilisés afin de mesurer les fluctuations relatives de fréquence  $\bar{y}$  moyennées sur des temps  $\tau$ . Si nous considérons deux comptages successifs  $\bar{y}_k$  et  $\bar{y}_{k+1}$  démarrants respectivement aux temps  $\tau_k$  et  $\tau_{k+1}$ , alors la variance d'Allan  $\sigma_y^2(\tau)$  [117] est définie par :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle, \quad (5.4)$$

où les  $\langle \rangle$  signifient une moyenne sur un grand nombre d'échantillons.

La variance d'Allan est préférée au calcul d'une variance classique qui peut diverger pour certains types de bruits (cf. chapitre 1). Le banc de mesure utilisé pour mesurer la variance d'Allan de notre oscillateur est présenté en figure 5.33.

L'instrument de mesure de la fréquence d'un oscillateur est un oscillateur dit de

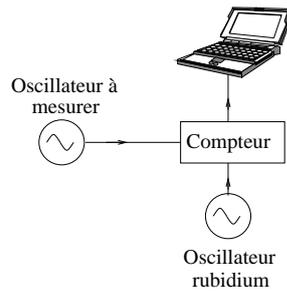


FIGURE 5.33 – Banc de mesure de la stabilité de fréquence de notre oscillateur dans le domaine temporel

référence associé à un système de comparaison. Par conséquent, il est nécessaire de disposer d'une source de très haute stabilité de fréquence pour caractériser d'autres sources moins stables. Le compteur de fréquence utilisé est un compteur Agilent « 53131A ». Son oscillateur de référence présente une stabilité de fréquence maximale de  $10^{-9}$  à moins d'une seconde [118]. Pour que notre mesure ne soit pas limitée par cette référence, nous avons connecté un oscillateur externe stabilisé par un résonateur à rubidium de stabilité égale à  $10^{-12}$  sur une seconde. La manipulation a été réalisée à température ambiante sans thermostat. Nous relevons périodiquement la fréquence d'oscillation de notre oscillateur et nous traitons les données à l'aide du logiciel « AlaVar ». Nous avons choisi d'acquérir une mesure de fréquence toutes les 0,1 secondes car nous avons remarqué que notre oscillateur avait une stabilité court terme et nous voulions appercevoir le plancher de stabilité. Nous présentons en figure 5.34 l'écart-type d'Allan ( $\sigma$ ) en fonction en fonction du temps d'intégration ( $\tau$ ) de notre oscillateur.

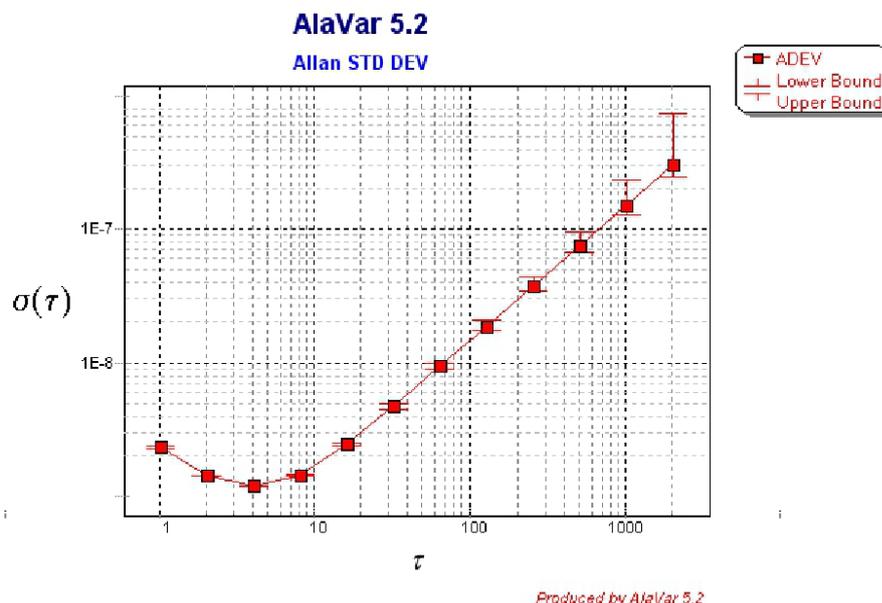


FIGURE 5.34 – Stabilité de fréquence de notre oscillateur à 131 MHz

La courbe de stabilité de notre oscillateur présente un minimum à  $10^{-9}$  à moins d'une seconde. La limite de stabilité de fréquence des oscillateurs est caractérisée par le palier flicker correspondant à un bruit flicker de fréquence. Différentes sources de fluctuations vont limiter la stabilité de fréquence du signal fourni par l'oscillateur. On distingue :

- les fluctuations à court terme liées aux sources de bruit électronique,
- les fluctuations à long terme engendrées par les variations de l'environnement de l'oscillateur et par conséquent de sa sensibilité propre à ces variations.

Nous rappelons que le CTF de notre résonateur est d'environ -50 ppm/K, donc une variation de température dans la salle de mesures entraîne une variation de la fréquence de notre résonateur. Ainsi, si nous voulons obtenir une source plus stable dans ces conditions opératoires, nous devons réduire cette dérive en température. Nous pourrions prévoir une électronique compensant cette dérive afin de gagner un premier ordre de grandeur en stabilité court terme ou dans notre cas, nous pouvons également jouer sur la nature des matériaux du résonateur et notamment amincir le transducteur polarisé périodiquement afin de diminuer la dérive thermique du résonateur. C'est cette particularité que nous allons tester dans la partie suivante.

### 5.3 Résonateurs à base de TPPs amincis

Dans le chapitre 3, nous avons identifié un point de fonctionnement optimal pour le guidage des ondes dans une structure silicium/TPP/silicium. En effet, pour un rapport épaisseur sur période du TPP ( $e/p$ ) de 0,6, nous excitions un seul mode avec un couplage électromécanique de l'ordre du pourcent. Ainsi, utilisant des TPPs de période 50  $\mu\text{m}$ , nous devons amincir notre transducteur à 30  $\mu\text{m}$ . Nous avons également montré que le CTF d'un résonateur sur guide d'ondes aminci tend vers celui du matériau de guidage. Nous avons donc fabriqué deux résonateurs sur guides d'ondes fondés sur des transducteurs en niobate et tantalate de lithium de 50  $\mu\text{m}$  de période amincis à environ 30  $\mu\text{m}$  et reportés sur silicium. Nous avons également mis en évidence une adaptation en fréquence des modes excités par une structure composée par du silicium sur un TPP en tantalate de lithium aminci à 30  $\mu\text{m}$  lorsque nous appliquons un champ électrique statique aux bornes du TPP.

#### 5.3.1 Caractérisations des résonateurs sur guides d'ondes à base de TPP amincis

##### 5.3.1.1 Véhicule de test : Si dopé/TPP $\text{LiNbO}_3$ ( $p=50 \mu\text{m}$ , $e=30 \mu\text{m}$ )/Si dopé

Nous rappelons que l'étape d'amincissement du TPP est réalisé par les techniques de rodage et de polissage que nous avons détaillées dans le chapitre 4. Nous avons également abordé dans ce chapitre les problèmes de planéité finale du substrat aminci. En effet, notre procédé nous permet d'obtenir des substrats 3 pouces avec des « planchettes » d'environ 10  $\mu\text{m}$ . Néanmoins, malgré ces défauts de planéité, nous ne rencontrons pas de difficulté lors du report du second matériau de guidage. Ainsi, nous avons fabriqué et caractérisé des résonateurs à guides d'ondes amincis à environ 30  $\mu\text{m}$  dont nous présentons une image MEB en figure 5.35.

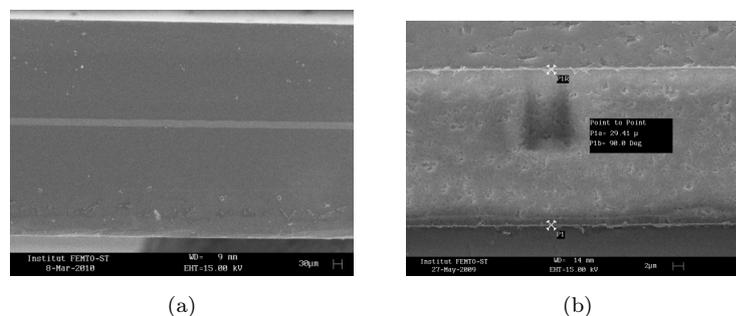


FIGURE 5.35 – Image MEB de la tranche d'un résonateur Si dopé/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=30 \mu\text{m}$ )/Si dopé, (a) vue d'ensemble et (b) vue centrée sur la couche de niobate de lithium

Nous présentons en figure 5.36 ci-contre, les admittances théorique et expérimentale de ce résonateur.

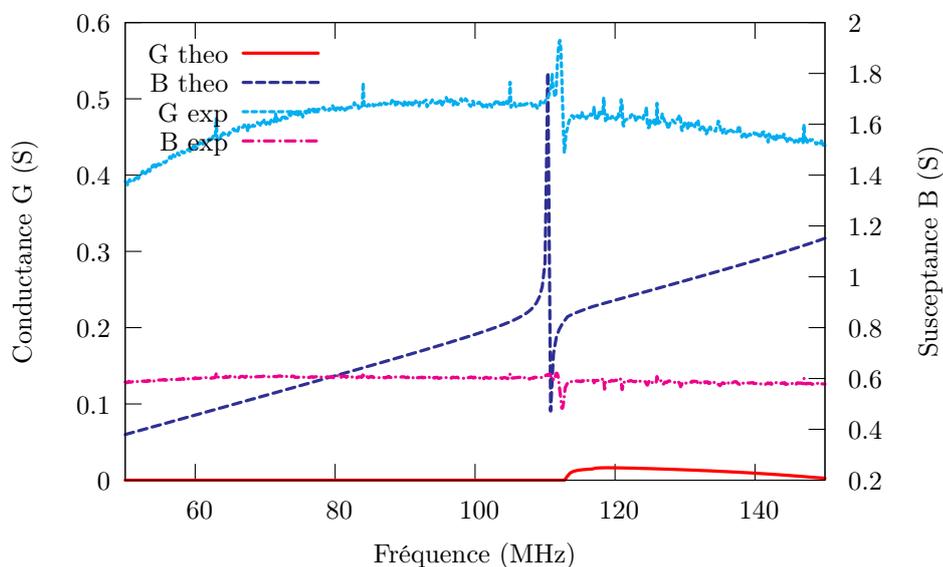


FIGURE 5.36 – Admittances théorique et expérimentale du véhicule de test silicium dopé/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=30 \mu\text{m}$ )/silicium dopé

Nous observons un accord d'ensemble des admittances théorique et expérimentale. Le résonateur excite un mode principal à 112 MHz en limite de guidage que nous avons appelé mode isolé. Nous remarquons que la conductance présente des pertes avec une ligne de base supérieure à zéro. Nous nous sommes centrés sur ce mode afin d'étudier son couplage électromécanique et ses paramètres S. La figure 5.37(a) présente l'admittance expérimentale centrée sur ce mode et la figure 5.37(b) ses paramètres S en réflexion.

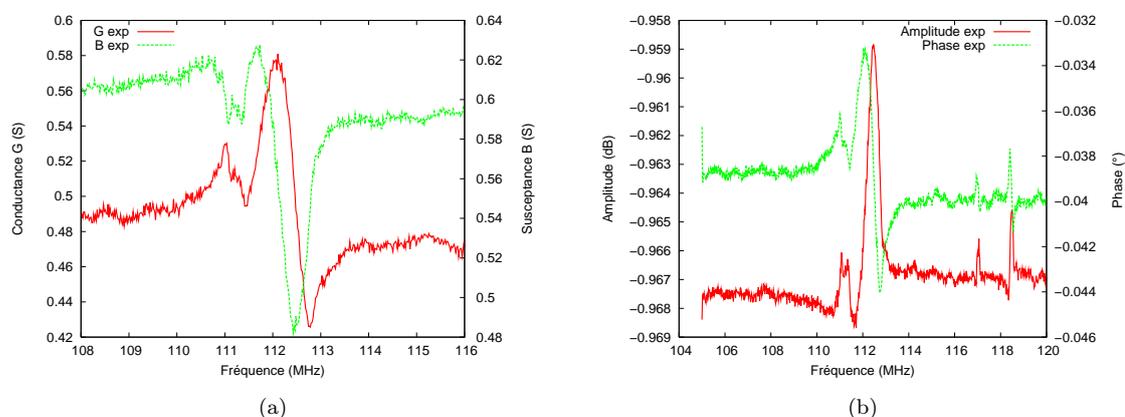


FIGURE 5.37 – (a) Admittance et (b) paramètres S centrés sur le mode isolé vers 112 MHz

Nous ne pouvons pas déterminer objectivement de coefficient de qualité avec une dynamique de signal aussi faible. En effet, la bande de fréquence à mi-hauteur du pic de résonance est noyée dans la ligne de base. Néanmoins, nous avons calculé son coefficient de couplage électromécanique qui est de 0,7 % comme prévu par nos simulations. Nous remarquons que la phase ne tourne quasiment pas ( $0,01^\circ$ ) et qu'il ne présente également presque pas de dynamique (0,01 dB). Nous pensons que les pertes engendrées dans cette structure sont causées par les défauts de planéité du transducteur que nous avons aminci qui mise d'une part à la sélection modale (dispersion) et favorise par ailleurs les rayonnements parasites. En effet, la fréquence du mode dépend de l'épaisseur du transducteur, donc avec une planchette mesurée d'environ  $10\ \mu\text{m}$  entre les deux extrémités du dispositif, plusieurs modes très rapprochés sont excités se qui revient à l'observation d'un seul mode avec un facteur de qualité très faible.

Nous avons néanmoins caractérisé la dérive en fréquence de ce mode en fonction de la température. Nous présentons en figure 5.38 une comparaison des dérives en température expérimentale et théorique de ce dispositif. Nous pouvons observer sur ce graphe les limites du logiciel de simulation mises en évidence dans le chapitre 3. En effet, lors de la simulation d'une structure composée d'un élément périodique simulé par éléments finis et d'un élément rayonnant simulé par les fonctions de Green, nous ne prenons pas en compte dans nos calculs les effets des contraintes thermodifférentielles.

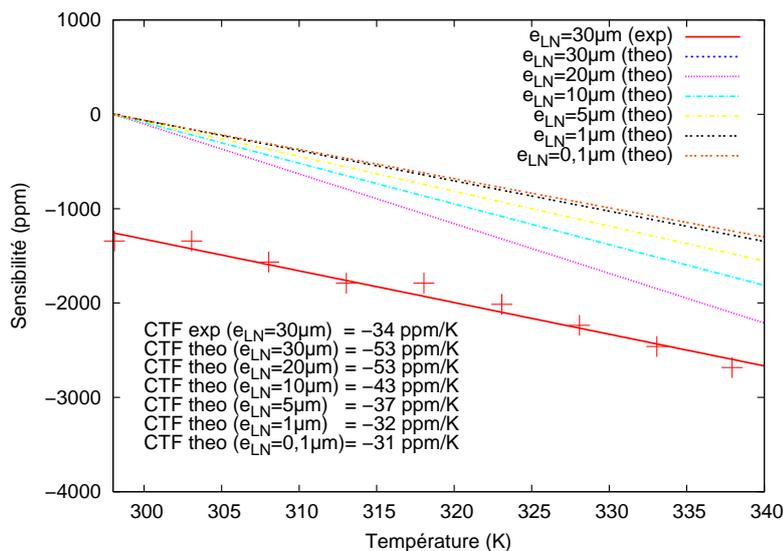


FIGURE 5.38 – Dérives en température théoriques et expérimentale du mode isolé excité par le résonateur silicium/TPP  $\text{LiNbO}_3$  ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=30\ \mu\text{m}$ )/silicium

Cependant, nous remarquons que lorsque nous diminuons l'épaisseur du TPP, la simulation tend vers l'expérience et donc vers la dérive en température du matériau de guidage qui est d'environ -30 ppm/K pour le silicium [64]. Cette étude est très encourageante car elle montre que nous pouvons compenser davantage cette dérive en modifiant la nature des matériaux de guidage, par exemple en ajoutant une couche d'oxyde de silicium aux interfaces comme simulée dans le chapitre 3.

Ainsi, nous avons montré la possibilité d'exciter un seul mode à 112 MHz dérivant seulement de -30 ppm/K avec une configuration de guide d'ondes fondée sur un TPP en niobate de lithium aminci mais malheureusement ce mode ne possède pas des caractéristiques suffisantes pour être exploité au sein d'un oscillateur. Dans la partie suivante, nous avons caractérisé ce même résonateur mais avec un TPP en tantalate de lithium.

### 5.3.1.2 Véhicule de test : Si dopé/TPP $\text{LiTaO}_3$ ( $p=50 \mu\text{m}$ , $e=30 \mu\text{m}$ )/Si dopé

Les étapes de fabrication du véhicule de test Si dopé/TPP  $\text{LiTaO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=30 \mu\text{m}$ ) /Si dopé sont identiques à celles présentées précédemment. Concernant l'amincissement du TPP, nous obtenons malheureusement les mêmes défauts de planéité. Les admittances théorique et expérimentale de ce véhicule de test sont présentées en figure 5.39.

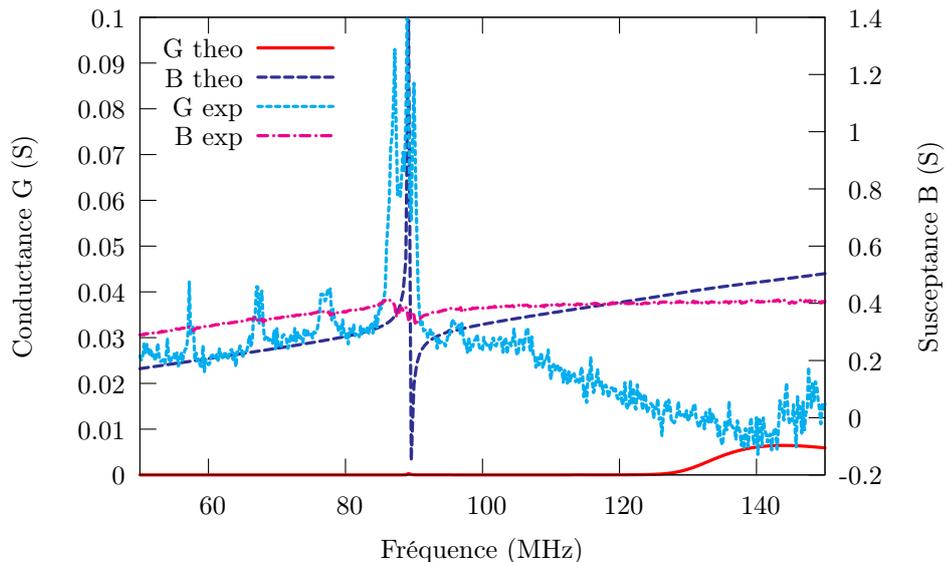


FIGURE 5.39 – Admittances théorique et expérimentale du véhicule de test silicium dopé/TPP  $\text{LiTaO}_3$  ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=30 \mu\text{m}$ )/silicium dopé

Nous observons une concordance entre les admittances théorique et expérimentale (à mieux de 1 ‰ sur la fréquence). On remarque que le résonateur excite un mode principal vers 90 MHz. Nous nous sommes alors centrés sur ce mode afin d'étudier son couplage électromécanique et ses paramètres S. La figure 5.40(a) présente l'admittance de ce mode et la figure 5.40(b) ses paramètres S en réflexion.

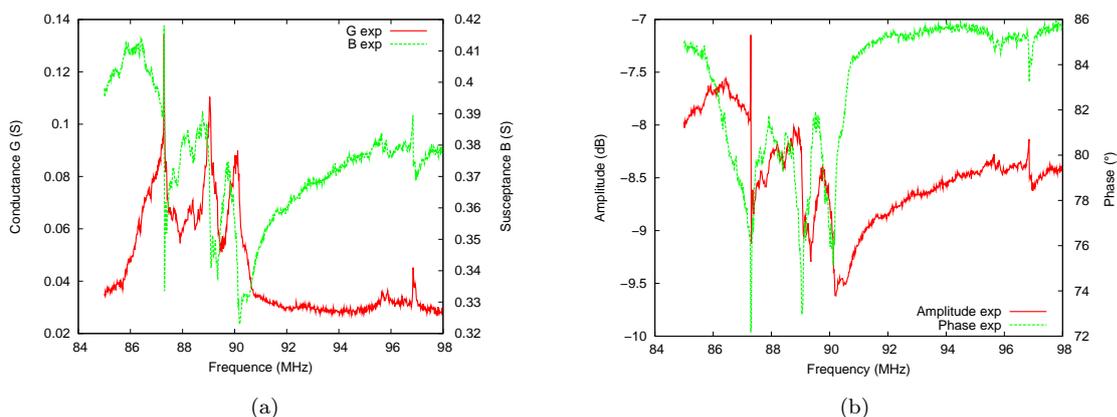


FIGURE 5.40 – (a) Admittance et (b) paramètres S centrés sur le mode isolé vers 90 MHz

Nous nous apercevons que ce mode contient plusieurs contributions liées au défaut de planéité de notre TPP, de plus visiblement, il y a une impédance non nulle hors acoustique. La première contribution semble être la mieux résolue, comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.41.

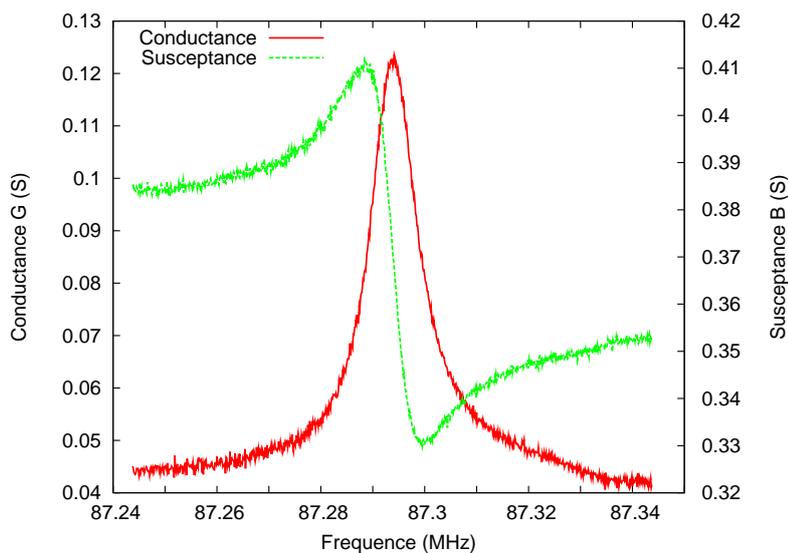


FIGURE 5.41 – Admittance expérimentale centrée sur la première contribution à 87 MHz

On mesure un facteur de qualité de 4000, un coefficient de couplage électromécanique de 0,6 ‰, une dynamique de 2 dB et une rotation de phase de 10°. Théorique-

ment, nous nous attendions à un couplage électromécanique vers le pourcent pour ce résonateur. Mais compte tenu des défauts de planéité du transducteur (planchette d'environ  $10\ \mu\text{m}$ ), le couplage électromécanique diminue comme nous l'avons simulé dans le chapitre 3. Ces caractéristiques sont encore une fois insuffisantes pour faire osciller ce résonateur.

Nous avons également mesuré la dérive en fréquence de ce mode en fonction de la température. Nous présentons en figure 5.42 une comparaison entre la dérive expérimentale et celles déduites de nos simulations.

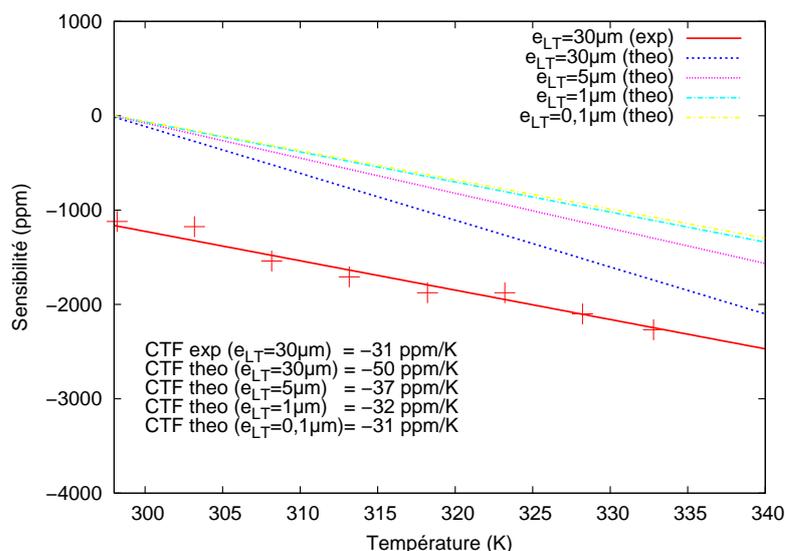


FIGURE 5.42 – Dérives en température théoriques et expérimentale du mode isolé excité par le résonateur silicium/TPP LiTaO<sub>3</sub> ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=30\ \mu\text{m}$ )/silicium

De même que pour l'étude en température du véhicule de test à base de niobate de lithium aminci, nous observons une différence entre les résultats expérimentaux et théoriques due aux limites du logiciel de calcul. Nous remarquons également que lorsque nous diminuons l'épaisseur du TPP, la simulation tend vers l'expérience et donc vers la dérive en température du matériau de guidage qui est d'environ -30 ppm/K pour le silicium [64].

Cette partie nous a permis d'établir qu'il était possible d'exciter un seul mode guidé par nos résonateurs (en niobate et tantalate de lithium amincis) avec une compensation de la dérive en température liée au matériau de guidage. Néanmoins, nous n'avons pas réussi à faire osciller ses résonateurs car ils présentent trop de pertes (électriques, effets de dispersion). Pour pallier ce problème, nous devons améliorer la planéité de nos substrats amincis. En particulier, nous pouvons ajouter une étape de rodage réalisée par une rectifieuse, planeuse afin de diminuer le temps de rodage

à la machine simple face et ainsi minimiser le défaut de planéité des substrats. Malgré la fabrication d'un résonateur compensé partiellement en température par sa structure, nous n'arriverons jamais à obtenir de la sorte une dérive thermique de zéro avec précision. Ainsi, nous allons utiliser les propriétés diélectriques du matériau ferroélectrique afin d'ajuster électriquement la fréquence de notre résonateur. Nous allons ainsi montrer dans le paragraphe suivant, la possibilité d'ajuster la fréquence de certaines structures par application d'un champ électrique statique.

### 5.3.2 Etude du tirage en fréquence des modes par application d'un champ électrique statique

Une fois le résonateur réalisé, il n'est plus possible d'ajuster mécaniquement sa fréquence de résonance liée à la période du transducteur et à son épaisseur. Ainsi, nous allons utiliser les propriétés des matériaux piézoélectriques pour ajuster électriquement cette fréquence de résonance. En effet, l'application de contraintes sur le cristal piézoélectrique entraîne l'apparition de charges électriques à sa surface (effet piézoélectrique direct), puis inversement, l'application d'un champ électrique génère des déformations du cristal (effet piézoélectrique indirect) [6, 8].

Dans notre cas, le transducteur polarisé périodiquement s'apparente à un condensateur. La force électrostatique ( $\vec{F}$ ), dérivant de l'énergie potentielle, qui s'exerce sur chacune des électrodes du TPP s'écrit donc :

$$\vec{F} = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot S \cdot V^2}{2e^2} \vec{n}, \quad (5.5)$$

avec  $\varepsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide,  $\varepsilon_r$  la permittivité diélectrique relative au milieu entre les électrodes,  $S$  la surface en regard des électrodes,  $V$  la différence de potentiel entre les électrodes et  $e$  la distance séparant les électrodes.

Ainsi, nous pouvons jouer sur cette force pour modifier la géométrie de notre transducteur ainsi que les constantes effectives de notre matériau ferroélectrique [119]. De plus, l'utilisation des propriétés ferroélectriques du TPP, soit la sensibilité de ses constantes diélectriques à la polarisation doit permettre de changer les conditions d'excitation des modes. En effet, certains diélectriques particuliers possèdent un moment électrique dipolaire spontané provenant de l'asymétrie du réseau cristallin. L'induction ( $D$ ) et le champ électrique ( $E$ ) dans ses matériaux sont liés par la relation :

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (5.6)$$

avec  $P$  la polarisation du matériau lorsque le champ électrique  $E$  est appliqué et  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide.

Comme les constantes diélectriques sont fonctions de l'épaisseur du matériau ferroélectrique, alors plus l'épaisseur du transducteur sera fine, plus le matériau va se dilater. Nous avons donc essayé d'effectuer un tirage en fréquence du mode isolé excité par nos résonateurs fondés sur des TPPs amincis à 30  $\mu\text{m}$  mais nous n'avons pas observé de décalage de la fréquence de résonance. Nous avons alors testé d'autres structures et nous avons constaté que seule la structure silicium/TPP aminci à 30  $\mu\text{m}$  et principalement avec un transducteur en tantalate de lithium a permis de valider la possibilité d'ajuster la fréquence des modes par application d'un champ électrique statique. Afin de réaliser une étude complète de ce dispositif, nous présentons en figure 5.43 l'admittance mesurée dans la structure silicium/TPP LiTaO<sub>3</sub> ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=30\ \mu\text{m}$ ) et l'admittance harmonique déterminée par nos simulations.

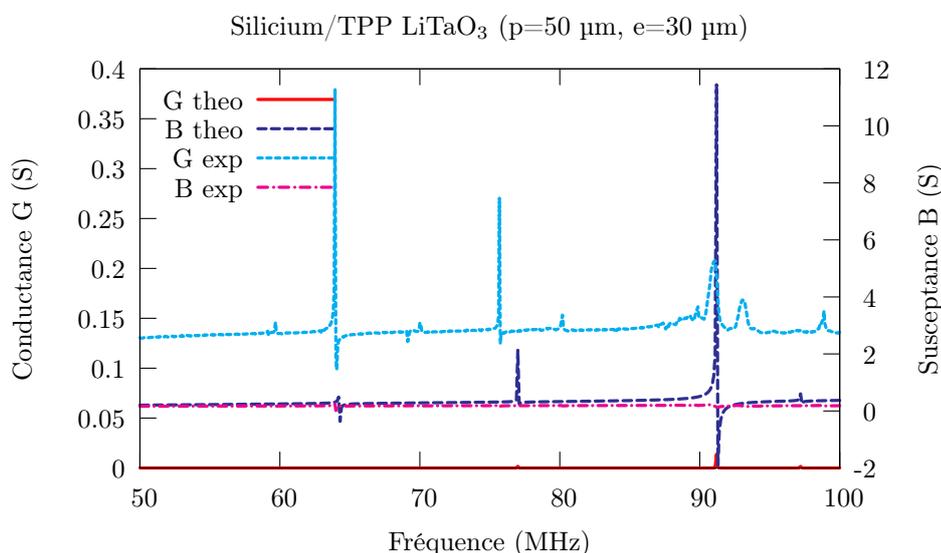


FIGURE 5.43 – Admittances théorique et expérimentale du véhicule de test silicium dopé/TPP LiTaO<sub>3</sub> ( $p=50\ \mu\text{m}$ ,  $e=30\ \mu\text{m}$ )

Nous pouvons souligner la cohérence de la théorie et de l'expérience. Nous distinguons trois modes, le premier vers 64 MHz, le deuxième proche de 77 MHz et le dernier aux alentours de 91 MHz. Grâce au logiciel de visualisation de la déformée des structures simulées, nous avons pu identifier ces trois modes en figure 5.44. Le mode à 64 MHz présenté en figure 5.44(a) est un mode principalement elliptique avec un couplage électromécanique de 0,2 %, celui à 77 MHz, figure 5.44(b), correspond à un mode majoritairement de cisaillement ( $k_s^2=0,2\ \%$ ) et enfin le mode à 91 MHz, figure 5.44(c), est un mode à forte dominante de propagation longitudinale ( $k_s^2=0,5\ \%$ ).

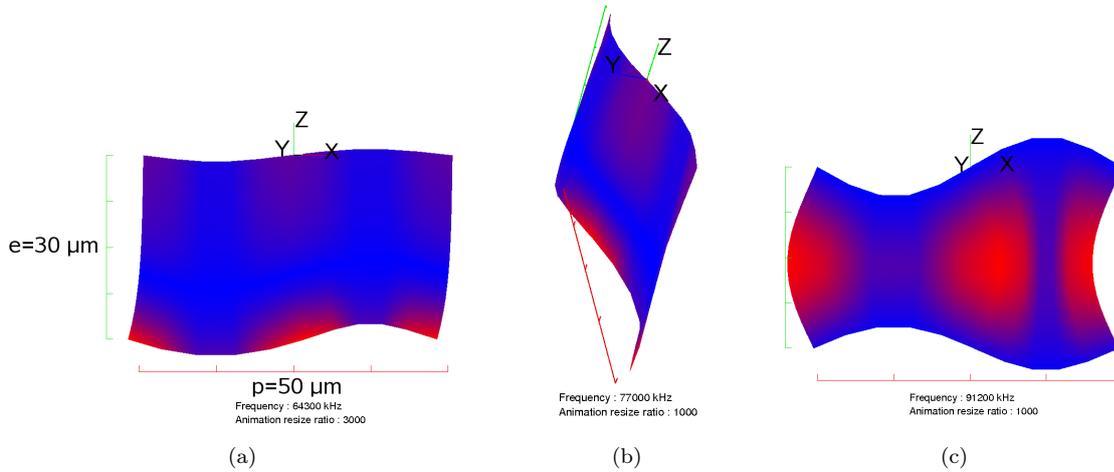


FIGURE 5.44 – (a) Mode à dominante elliptique à 64 MHz, (b) mode de cisaillement à 77 MHz, (c) mode purement longitudinal à 91 MHz excités par une structure Silicium dopé/ PPT LiTaO<sub>3</sub> ( $p=50 \mu\text{m}$ ,  $e=30 \mu\text{m}$ )

Nous avons ensuite étudié la dérive en fréquence de ces modes en fonction de la tension continue appliquée. Nous avons limité la tension à 150 V de façon à ce qu'elle soit inférieure à la tension d'inversion des domaines égale à 600 V pour une épaisseur de TPP de 30  $\mu\text{m}$ . Les figures 5.45, 5.46 et 5.47 présentent les conductances expérimentales obtenues pour diverses tensions appliquées respectivement pour les modes elliptique, de cisaillement et longitudinal. Nous proposons également la sensibilité en tension des deux premiers modes.

Nous remarquons que le mode de cisaillement à 77 MHz est le plus affecté par l'application d'une tension continue avec une sensibilité atteignant les 100 Hz/V (égale à 1,3 ppm/V). Vient ensuite le mode elliptique avec une sensibilité de 30 Hz/V (égale à 0,5 ppm/V), quant au mode longitudinal, il ne dérive pas avec la tension. L'explication de ces résultats n'est pas immédiate et passe nécessairement par l'analyse des constantes matériaux mises en jeu au sein du dispositif. En nous référant à [120], nous pouvons obtenir une loi paire d'évolution de la constante diélectrique en fonction du champ statique appliqué, en supposant, par ailleurs, que ce seul mécanisme soit à l'origine des variations de fréquence observées. Il est probable qu'à la variation de constantes diélectriques se superpose des effets d'électrostriction [121].

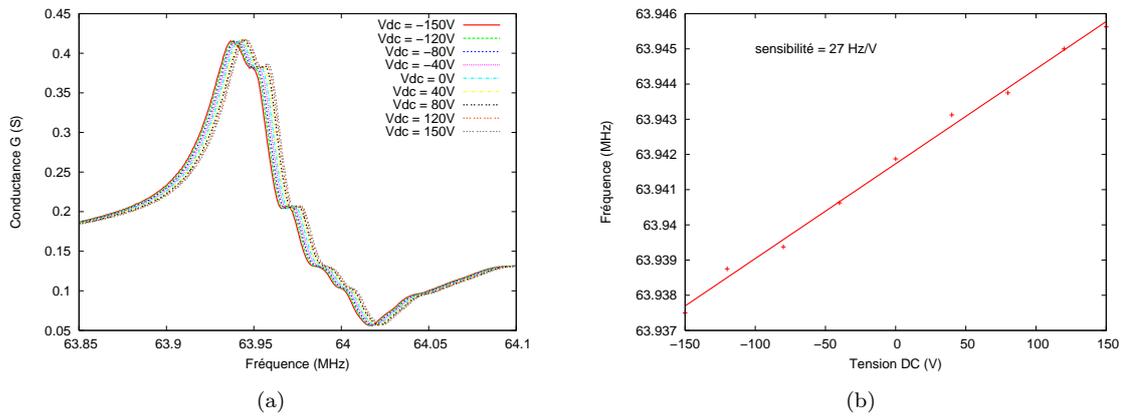


FIGURE 5.45 – Dérive en tension du mode elliptique (64 MHz), (a) Conductances expérimentales relevées pour différentes tensions, (b) dérive en tension

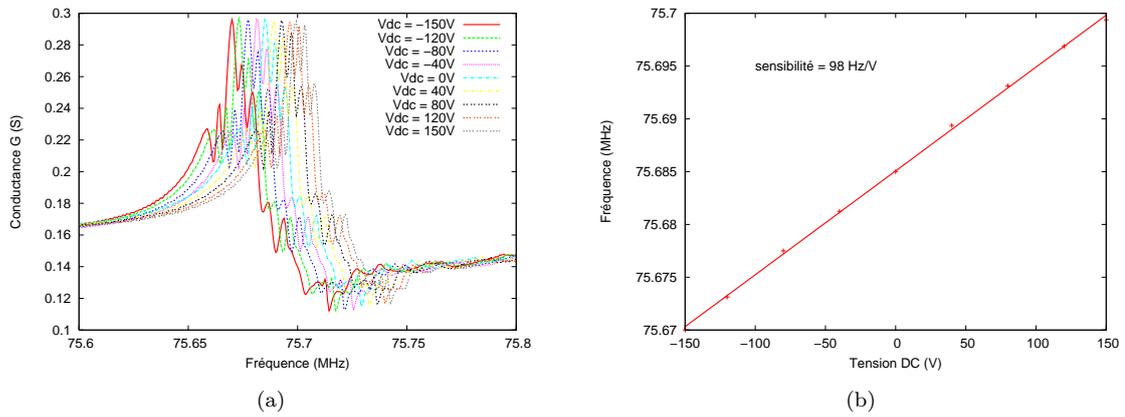


FIGURE 5.46 – Dérive en tension du mode de cisaillement (77 MHz), (a) Conductances expérimentales relevées pour différentes tensions, (b) dérive en tension

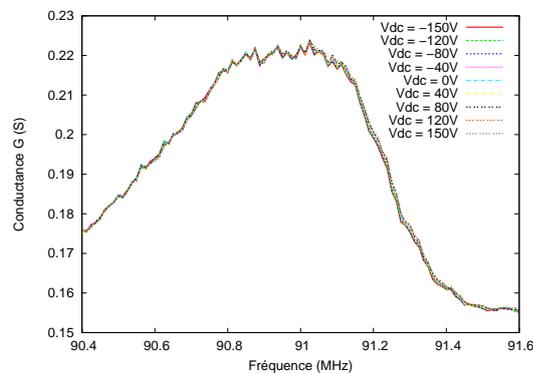


FIGURE 5.47 – Conductances expérimentales du mode longitudinal (91 MHz) relevées pour différentes tensions

Nous avons ainsi validé la possibilité d'ajuster en fréquence certaines ondes excitées par des structures à base de TPP en appliquant un champ électrique statique aux bornes du transducteur. Cette commande en tension pourra servir à corriger la dérive en température de nos modes sur des gammes de température toutefois étroites ( $\pm 5^\circ\text{C}$ ) ou encore à asservir l'oscillateur pour le rendre ultra-stable.

## 5.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de valider le fonctionnement des transducteurs polarisés périodiquement et de les utiliser dans une structure de guide d'ondes afin de créer un oscillateur. Nous avons caractérisé de nombreux véhicules de test et nous avons comparé les résultats expérimentaux à la théorie.

Dans un premier temps, nous avons étudié des transducteurs polarisés périodiquement en niobate et tantalate de lithium. Deux modes sont excités dans ces structures, un mode elliptique et un mode longitudinal. Suivant la période du transducteur, ces modes présentent une fréquence de synchronisme allant de la centaine de mégahertz au gigahertz. A l'aide de mesures acousto-optiques, nous avons constaté que les ondes excitées par un TPP sont quasi-stationnaires, ce qui coïncide finalement bien avec les conditions d'excitation ( $\gamma = 1$ , seconde harmonique).

Des guides d'ondes élastiques ont également été réalisés avec succès démontrant la robustesse de nos structures et la maîtrise de nos outils technologiques dont notre méthode de collage et d'amincissement de plaques. Nous avons défini la structure optimale de nos véhicules de tests reposant sur une configuration homogène mais applicable uniquement pour des substrats de guidage conducteurs. Nous avons créé un oscillateur stabilisé par un résonateur sur guide d'ondes à 131 MHz avec un couplage électromécanique de 0,7 %, une dérive en température de -50 ppm/K, une stabilité en fréquence de  $10^{-9}$  et un plancher du bruit de phase, ajustable avec la puissance en entrée du résonateur, pouvant atteindre -165 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse. Nous avons également montré la possibilité de réduire la dérive thermique des modes excités par notre structure par amincissement du substrat piézoélectrique. Nous avons caractérisé des résonateurs silicium/TPP/silicium avec des dérives de -30 ppm/K. Les limites de notre logiciel d'estimation des dérives en température ont été soulignées mais nous avons remarqué que les résultats théoriques tendent vers les résultats expérimentaux. Ainsi, pour des structures à guides d'ondes à base de TPPs amincis à une dizaine de microns, la dérive en température est limitée par celle des substrats de guidage. D'autres configurations avec divers substrats de guidage sont donc envisageables, notamment avec de la silice. Malheureusement, la

planéité de nos substrats doit être encore amélioré car les résultats expérimentaux ne présentent pas de résonance avec des caractéristiques suffisantes pour une mise en oscillation. Cependant, nous avons validé la possibilité d'ajuster en fréquence certaines des ondes excitées par nos structures par application d'un champ électrique statique. Cette commande en tension peut servir à corriger la dérive en température de nos modes (dans une certaine mesure) afin d'améliorer la stabilité de nos oscillateurs.

Un dernier chapitre est dédié à l'étude d'un nouveau concept basé sur l'excitation de barreaux polarisés périodiquement. Les avantages d'une telle structure sont la naissance de modes à hautes vitesses (plus de  $10000 \text{ m.s}^{-1}$ ) présentant des couplages électromécaniques de plus de 20 %.



## Chapitre 6

# Vers un nouveau type de TPP : Barreaux polarisés périodiquement

Nous avons présenté dans les chapitres précédents la possibilité de stabiliser un oscillateur par un résonateur à guide d'ondes à base de TPP. Nous avons remarqué que le couplage électromécanique des ondes excitées par nos transducteurs polarisés périodiquement ne dépassaient pas le pourcent. Ainsi, dans cette configuration, peu d'énergie électrique est convertie en énergie mécanique. Ce résultat nous a quelque peu surpris, tenant compte des constantes piézoélectriques des niobate et tantalate de lithium. Ainsi nous nous sommes penchés sur l'impact de la structure d'excitation et de son orientation vis à vis du réseau polarisé périodiquement.

Nous proposons dans ce chapitre, une étude d'un nouveau type de transducteur polarisé périodiquement (TPP) fondé sur des barreaux à haut facteur de forme. Ce système a permis de mettre en évidence des ondes à vitesses de phase de plus de  $10000 \text{ m.s}^{-1}$  avec des couplages électromécaniques dépassant les 20 % et d'effectuer ainsi de la protection intellectuelle [122]. Tout d'abord, nous présenterons ce nouveau concept en décrivant le principe d'excitation et les éventuels enjeux associés. Ensuite, nous analyserons cette structure à l'aide de nos logiciels de calculs afin de mettre en avant les propriétés remarquables de ces barreaux polarisés périodiquement. Nous décrirons dans une troisième partie, les étapes technologiques nécessaires à la mise en œuvre de véhicules de test. Enfin, nous caractériserons les premiers dispositifs de test ainsi mis en œuvre et nous confronterons nos mesures aux simulations.

## 6.1 Présentation du concept : contexte et enjeux associés

### 6.1.1 Barreaux polarisés périodiquement : contexte

Nous rappelons que les transducteurs polarisés périodiquement classiques sont réalisés de façon planaire et donnent lieu à des modes dont les vitesses de phase de l'ordre de 3800 et 6500  $\text{m.s}^{-1}$  sont compatibles avec les applications de filtres et sources radiofréquence mais présentant des couplages assez modestes (de quelques fractions de pourcents), comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents. Le nouveau dispositif repose sur l'excitation d'un barreau découpé dans un réseau de domaines périodiquement inversés. L'excitation ne se fera plus de part et d'autre du TPP (figure 6.1(a)) mais sur les flancs du barreau. Le schéma du concept est présenté en figure 6.1(b).

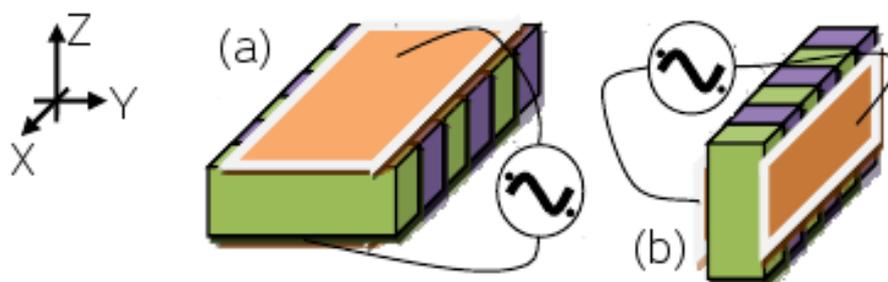


FIGURE 6.1 – (a) image en 3D du TPP classique étudié lors de la conception de notre résonateur guide d'ondes et (b) image en 3D du nouveau concept de transducteur polarisé périodiquement

Nous proposons également une vue approchée de la réalité en trois dimensions, en figure 6.2, du barreau polarisé périodiquement structuré sur un substrat massif.

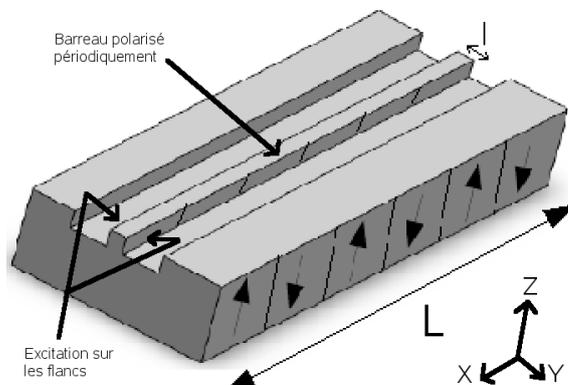


FIGURE 6.2 – Schéma en trois dimensions de la structure du nouveau concept fondé sur l'excitation d'un barreau polarisé périodiquement

L'idée motrice de ce nouveau concept consiste donc à réaliser un barreau à partir d'un transducteur à domaines polarisés périodiquement puis de métalliser les faces latérales en regard ainsi obtenues. Cette opération est rendue possible grâce à l'utilisation de notre scie à lame diamantée polissant les flancs des barreaux, leur conférant ainsi des capacités de guidages compatibles à notre application. On a donc maintenant à faire à une structure dont les métallisations sont le long de l'axe  $Z$ , l'axe de propagation des ondes étant toujours selon  $X$  et la normale à la plaque étant maintenant  $Y$ .

### 6.1.2 Objectifs et applications

L'enjeu de ce nouveau système est de taille car si nous arrivons à produire un composant acoustique excitant des ondes à couplages électromécaniques dépassant les 10 %, il trouvera directement des applications dans le domaine du filtrage pour la téléphonie mobile. En effet, il pourra être utilisé par exemple pour la réalisation de filtres électroniques à grande largeur de bande (plus de 5 %), à un niveau de pertes donné, indispensables aux télécommunications portables. De plus, les bandes de fréquence allouées aux services des télécommunications portables sont situées à des fréquences de plus en plus élevées : 400 MHz pour la télévision UHF (Ultra Haute Fréquence) traditionnelle, 900 MHz puis 1800 MHz pour les téléphones portables GSM (Global System for Mobile Communications), plus de 2200 MHz pour la nouvelle norme UMTS (Universal Mobile Telecommunications System), et probablement encore plus haut pour tous les futurs services de télécommunications par voie hertzienne. Ainsi, la structure étant toujours fondée sur l'excitation de domaines alternés, la longueur d'onde acoustique du dispositif est égale à la période mécanique du dispositif, contrairement aux transducteurs à peignes inter-digités où elle est égale à deux fois la période mécanique pour une même largeur de trait. En conséquence, quelle que soit la période, la fréquence de synchronisme obtenue avec un transducteur à polarisation alternée est deux fois plus élevée que celle obtenue avec un transducteur classique pour une limite technologique donnée. En outre à l'aide de nos outils de simulation des effets de la température, nous pourrions même prévoir un dispositif peu sensible à l'environnement.

Maintenant que nous avons introduit le nouveau transducteur fondé sur l'excitation de barreaux polarisés périodiquement et identifié les enjeux associés à ce système, nous allons analyser cette structure par nos outils de calculs. L'objectif est d'étudier les effets de guidage des ondes élastiques dans un barreau polarisé périodiquement afin de mettre en évidence ses propriétés remarquables.

## 6.2 Modélisations et propriétés remarquables

### 6.2.1 Maillage

Les propriétés des barreaux polarisés périodiquement peuvent être modélisées dans un premier temps en deux dimensions en utilisant un maillage simple. Grâce à nos outils de simulations par éléments finis et de frontières, nous allons définir le système par une alternance de deux domaines définissant une période avec une certaine largeur de barreau. Nous appliquons également la définition des angles de coupe conforme à la situation que nous cherchons à modéliser : l'alternance de polarisation correspond donc à des coupes (YX) et (YXl)/180° qui réfèrent bien à un retournement de 90° de la plaque ZX (au lieu d'avoir deux domaines voisins définis respectivement avec les coupes (YXl)/+90° et (YXl)/-90° dans le cas d'une excitation sur les faces en regard de la plaque de coupe ZX comme nous l'avons étudié jusqu'à maintenant). La figure 6.3 présente le maillage de base d'un barreau de 5  $\mu\text{m}$  de largeur et de 50  $\mu\text{m}$  de période (longueur d'onde).

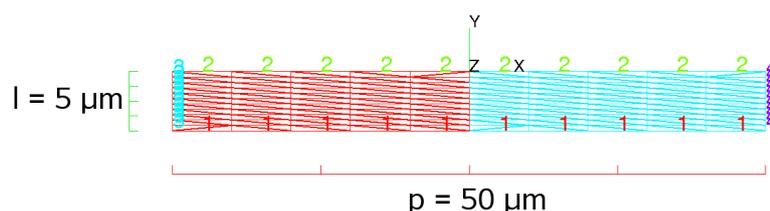


FIGURE 6.3 – Maillage de base utilisé pour les calculs de réponses harmoniques de barreaux polarisés périodiquement

Nous pouvons observer deux couleurs différentes sur le maillage correspondant aux deux domaines de coupes cristallographiques (YX) et (YXl)/180°. Seule une période est maillée car nous appliquons une condition de périodicité sur les références notées 3 et 4. Les références notées 1 et 2 serviront à l'excitation, une différence de potentiel de 1 V y étant appliquée. La profondeur du barreau suivant l'axe Z, correspondant à l'ouverture acoustique du dispositif, est supposée infinie dans les simulations en deux dimensions. Nous avons choisi le niobate de lithium comme matériau ferroélectrique pour analyser notre structure.

Nous allons maintenant identifier les modes excités par ce type de structure. Nous analyserons en particulier leurs propriétés de dispersion en fonction du rapport largeur du barreau sur période du transducteur.

### 6.2.2 Analyse des propriétés de dispersion

Dans un premier temps, nous allons comparer, pour une configuration donnée, les réponses harmoniques d'un TPP classique avec les domaines définis par les coupes (YXl)/+90° et (YXl)/-90° et celles d'un barreau polarisé périodiquement dont les coupes des domaines sont (YX) et (YXl)/180°. Nous avons choisi un maillage rectangulaire comme défini en figure 6.3 avec une largeur de 5  $\mu\text{m}$  et une période de 50  $\mu\text{m}$ . Afin de mettre en évidence le couplage électromécanique, la conductance et la résistance théoriques ont été tracées en figure 6.4 pour les deux configurations.

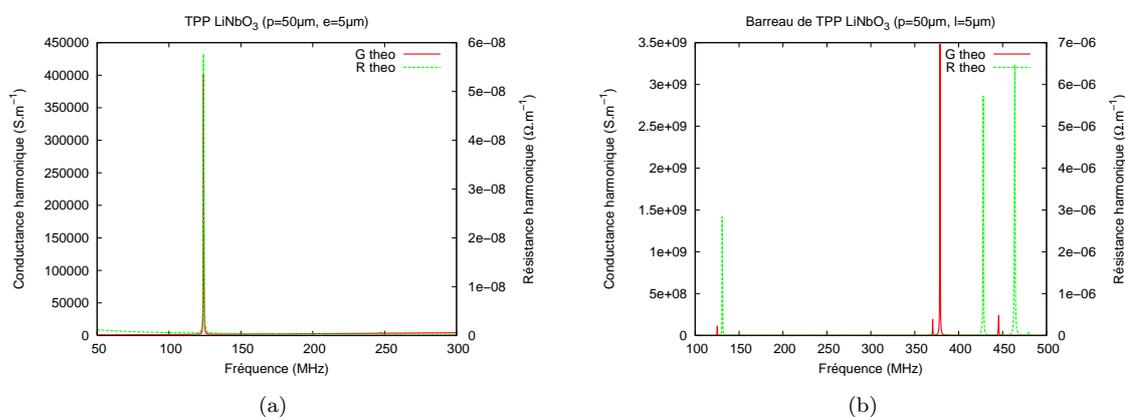


FIGURE 6.4 – Réponses harmoniques de réseaux à polarisation ferroélectrique périodique de période 50  $\mu\text{m}$ , (a) axe Z normal à la plaque avec une épaisseur de TPP de 5  $\mu\text{m}$  (b) axe Y normal au barreau avec une largeur du barreau de 5  $\mu\text{m}$

Nous observons dans le cas classique, avec l'axe Z normal à la plaque, nous obtenons un mode longitudinal se propageant à 6200  $\text{m.s}^{-1}$  avec un couplage électromécanique ( $k_s^2$ ) relativement modeste (inférieur au pourcent). Dans le second cas, avec l'axe Y normal au barreau, nous obtenons deux modes principaux vers 125 MHz et 380 MHz. A l'aide de notre outil de modélisation, nous avons identifié en figure 6.5 ces deux modes. Le premier correspond à un mode longitudinal avec une vitesse de phase de 6300  $\text{m.s}^{-1}$  et un couplage avoisinant la dizaine de pourcent. Le second est un mode de cisaillement se propageant à une vitesse de 19000  $\text{m.s}^{-1}$  notablement mieux couplé. On trouve en effet une valeur de  $k_s^2$  proche des 23 %.

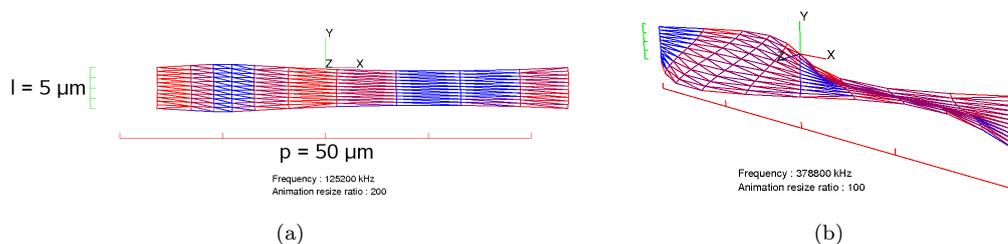


FIGURE 6.5 – Représentations graphiques des deux modes excités par une structure de domaines ferroélectriques alternés utilisant les coupes  $\text{LiNbO}_3$  (YX) et  $\text{LiNbO}_3$  (YXI)/ $180^\circ$ , (a) mode à polarisation majoritairement longitudinal à  $6300 \text{ m.s}^{-1}$ , (b) mode de cisaillement à  $19000 \text{ m.s}^{-1}$

Nous allons maintenant suivre l'évolution du couplage électromécanique et de la fréquence de synchronisme de ces deux modes en fonction du rapport largeur du barreau ( $l$ ) sur période du transducteur ( $p$ ). Le schéma général est donné en figure 6.6.

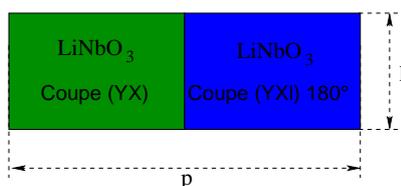


FIGURE 6.6 – Schéma générique pour l'étude des propriétés de dispersion des modes du barreau polarisé périodiquement

Les propriétés dispersives de ces deux modes ont été étudiées pour trois périodes arbitraires,  $10 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$  avec un rapport cyclique de polarisation de 50 % pour une variation du rapport largeur sur période du transducteur ( $l/p$ ) de 0,1 à 2. Nous proposons en figure 6.7 un premier récapitulatif des modélisations illustrant le suivi du mode longitudinal pour les trois périodes. Nous nous sommes concentrés sur l'évolution du couplage électromécanique du mode et sur sa dispersion en fréquence.

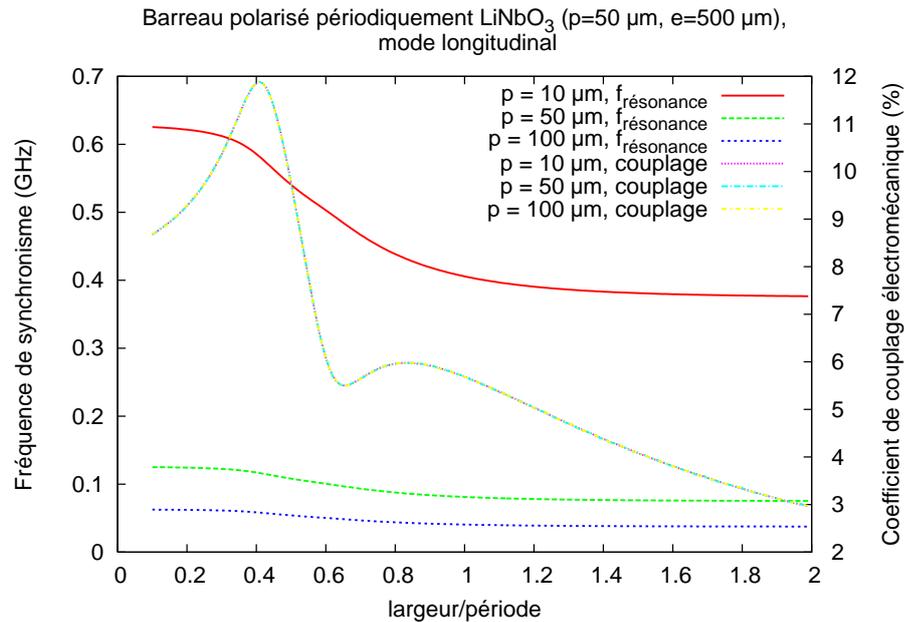


FIGURE 6.7 – Suivis théoriques du mode longitudinal pour trois périodes du transducteur différentes,  $10 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$  de l'évolution du couplage électromécanique et de l'évolution de la fréquence de résonance, en fonction du rapport largeur du barreau sur la période du transducteur

Nous proposons la même étude mais pour le mode transverse en figure 6.8.

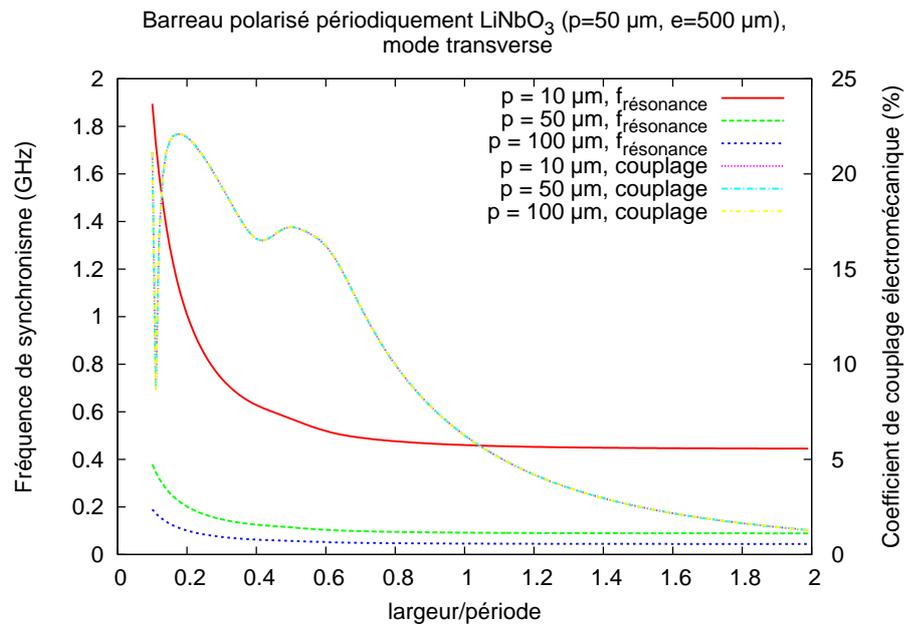


FIGURE 6.8 – Suivis théoriques du mode de cisaillement pour trois périodes du transducteur différentes,  $10 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$  de l'évolution du couplage électromécanique et de l'évolution de la fréquence de résonance, en fonction du rapport largeur du barreau sur la période du transducteur

Nous observons tout d'abord que quelle que soit la période du transducteur, l'évolution du couplage électromécanique est identique. Nous remarquons également que l'évolution du couplage n'est pas linéaire et présente des maximums locaux. Ceci est dû à un phénomène de recouvrement avec d'autres modes venants croiser le mode suivi. Concernant la dispersion en fréquence des modes, elle est d'autant plus élevée que la période est petite. Par exemple, pour le mode longitudinal, nous avons une dispersion de 250 MHz pour une période de 10  $\mu\text{m}$  et seulement de 25 MHz pour une période de 100  $\mu\text{m}$ . Par comparaison des propriétés des deux modes, nous remarquons que le mode longitudinal est moins dispersif que le mode de cisaillement, d'un facteur cinq pour une même période, mais moins couplé (jusqu'à 23 % pour le mode de cisaillement contre 12 % pour le mode longitudinal).

Ainsi, cette étude met en évidence des points optimums de couplage électromécanique notamment pour des rapports ( $l/p$ ) de 0,4 pour le mode longitudinal avec un couplage de 12 % et de 0,2 pour le mode transverse avec un couplage remarquable de 23 %. Néanmoins, la réalisation de barreaux à ces points de fonctionnement est critique car la fréquence de synchronisme de ces modes est très dispersive. En outre, nous trouvons une autre zone de travail où la fréquence de synchronisme dépend moins de la largeur du barreau avec un couplage électromécanique qui se stabilise vers les 6 % pour le mode longitudinal et vers 17 % pour l'autre mode. Cette zone correspond à un rapport ( $l/p$ ) entre 0,7 et 0,9 pour le mode longitudinal et entre 0,4 et 0,6 pour le mode transverse. Néanmoins, pour ces rapports, nous remarquons, sur la figure 6.9, que les fréquences de synchronisme des deux modes sont très voisines ainsi, lors de la caractérisation, ils seront difficiles à différencier.

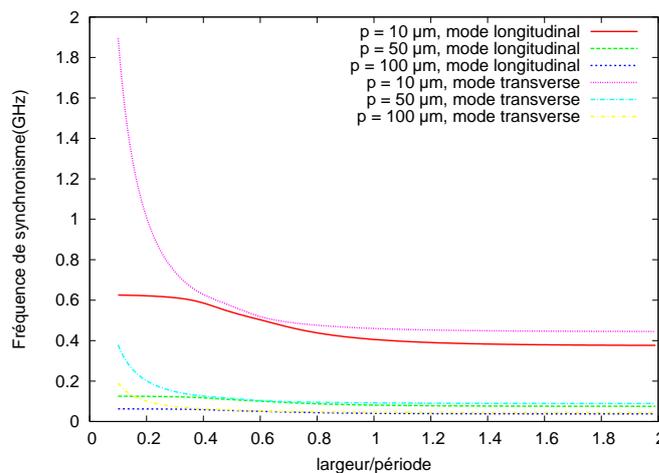


FIGURE 6.9 – Suivi des fréquences de synchronisme des modes longitudinal et transversal pour différentes périodes de transducteurs ; mise en évidence d'une zone de probable interaction entre les modes (vers largeur/période = 0,4)

Maintenant que nous avons identifié certains points de fonctionnements optimaux pour l'excitation d'ondes élastiques à hautes vitesses de phase et à forts couplages électromécaniques, nous allons fabriquer des premiers véhicules de tests.

### 6.3 Fabrication

Le procédé complet de réalisation de barreaux, qui comporte plusieurs étapes de micro-fabrication usuelles, est fonctionnel pour n'importe quelle coupe du matériau utilisé. L'originalité du principe de réalisation repose essentiellement sur l'utilisation d'une scie de précision de marque « Disco » qui permet en deux traits de scie de définir des barreaux. La largeur de ces barreaux est définie par la précision d'alignement entre ces deux traits de scie et peut atteindre  $1\ \mu\text{m}$  dans le meilleur des cas (avec l'équipement utilisé). La hauteur des barreaux est définie quant à elle par la profondeur de découpe demandée et peut donc atteindre plusieurs centaines de micromètres. Afin d'exciter des ondes élastiques, des électrodes sont déposées sur les flancs des barreaux. Le procédé de réalisation technologique des barreaux est détaillé en figure 6.10.

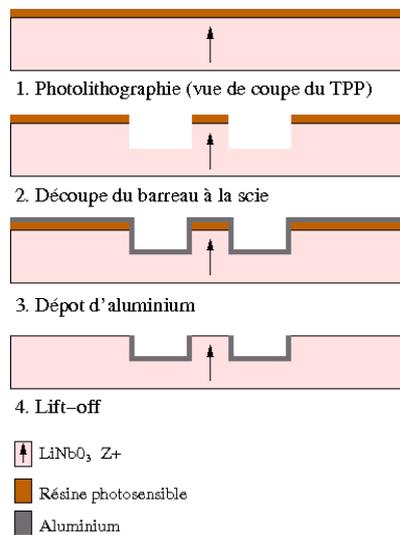


FIGURE 6.10 – Etapes de réalisation des barreaux polarisés périodiquement

La toute première étape de réalisation de barreaux polarisés périodiquement correspond à la fabrication de réseaux à domaines polarisés périodiquement. Les étapes correspondantes n'ont pas été rappelées et sont détaillées dans le chapitre 4.

L'étape suivante consiste à enduire d'une résine le substrat ferroélectrique sur lequel se trouvent nos réseaux. Cette résine nous servira par la suite pour une étape de lift-off (cf. chapitre 4), ainsi nous prenons une résine dont l'épaisseur de dépôt est relativement importante. Nous utilisons la résine *S1828* de marque « Shipley » que nous déposons à l'aide d'une tournette sur une épaisseur de 2.5  $\mu\text{m}$  et que nous cuisons en étuve pendant une demi-heure à 95°C afin d'évaporer les solvants et de rendre ainsi cette résine plus résistante à l'étape de découpe à la scie.

Ensuite, nous définissons les barreaux par sciage. Les traits de découpe doivent être réalisés dans l'aire des réseaux polarisés périodiquement et dans le sens de la longueur du réseau. Quatre traits de scie sont requis afin de réaliser un barreau. En effet, la largeur de la lame étant de 200  $\mu\text{m}$ , nous réalisons deux traits de scie juxtaposés de chaque côté du barreau afin d'obtenir un « espace accessible » de 350-400  $\mu\text{m}$  lors des tests sous pointes. Nous définissons ainsi à la fois la largeur et la hauteur des barreaux par la profondeur de découpe et la précision d'alignement (de parallélisme) entre les deux traits de scie de part et d'autre du barreau.

L'étape suivante consiste à définir les électrodes sur les flancs des barreaux ainsi qu'au fond des tranchées de largeur comprise entre 350 et 400  $\mu\text{m}$  et sur une longueur pouvant atteindre plusieurs centimètres. Afin de recouvrir les flancs des barreaux pouvant atteindre plusieurs centaines de micromètres, le dépôt d'aluminium est réalisé par pulvérisation cathodique en trois fois en tiltant la puce deux fois de 45°.

A cette étape, le substrat entier est recouvert de la couche d'aluminium. Les électrodes sont obtenues par la technique dite de lift-off. Pour cela, la puce est plongée dans un bain de « remover 1165 », solution chimique dissolvant la résine de protection, chauffé à 70°C pendant plusieurs heures.

Enfin, nous découpons nos dispositifs à la scie afin d'obtenir nos puces contenant plusieurs barreaux polarisés périodiquement. Pour ce faire, nous protégeons d'abord les barreaux en les enduisant d'une résine de protection *S1805* à l'aide de la technique de « spray-coating » pour limiter la casse des barreaux lors de la découpe. La figure 6.11(a, b) montre la maîtrise de l'ensemble du procédé qui donne lieu à des barreaux de haut facteur de forme (plus de 10 pour le rapport hauteur sur largeur).



FIGURE 6.11 – Images MEB de barreaux fabriqués avec succès, (a) vue d’ensemble de quatre barreaux de différentes largeurs, (b) détail de l’encastrement avec mise en évidence de l’évasement du barreau

Nous observons sur la figure 6.11(b) un évasement de la largeur du barreau. La lame de scie présente naturellement un défaut d’orthogonalité (compensable selon diverses approches non mises en œuvre ici). De plus, l’arrondi observé à l’angle du barreau avec le substrat de base est liée à la géométrie de la lame. En outre, nous avons parfois observé des court-circuits entre les deux électrodes dont le contact électrique se fait par le sommet du barreau. Nous avons également remarqué que certains barreaux n’étaient pas constant en largeur car la lame de scie déviait de sa trajectoire. Ces défauts sont inhérents à la machine utilisée ici et sont bien sûr améliorables.

Dans le tableau 6.1, nous récapitulons les différents barreaux polarisés périodiquement sur niobate de lithium fabriqués avec succès et que nous allons caractériser dans la partie suivante.

Période du transducteur ( $\mu\text{m}$ )	Profondeur de découpe ( $\mu\text{m}$ )	Largeur du barreau ( $\mu\text{m}$ )	Rapport (l/p)
10	50	7	0,7
	100	7 à 16	0,7 à 1,6
	250	11 à 22	1,1 à 2,2
50	90	6	0,1
		12	0,25
		20	0,4
		24	0,5
	260	15	0,3
		27	0,55

TABLE 6.1 – Récapitulatif des différents barreaux polarisés périodiquement fabriqués avec succès

## 6.4 Caractérisation et confrontation théorie/expérience

D'après le tableau 6.1 précédent, nous remarquons que nous avons considéré deux périodes différentes de barreaux polarisés périodiquement sur niobate de lithium ainsi que plusieurs profondeurs et largeurs de barreaux. Ce dernier paramètre est notablement plus facile à modifier que la période du réseau, forcée une bonne fois pour toute par la polarisation. Grâce à ces différents barreaux, nous allons étudier l'influence de la longueur, de la profondeur et de la largeur du transducteur sur l'admittance. En outre, nous calculerons les coefficients de couplages électromécaniques des modes identifiés et nous effectuerons des mesures en température et en tension afin d'étudier les dérives en fréquence de ces modes. Afin de caractériser nos barreaux, nous utilisons un testeur sous pointes relié à un analyseur de réseaux. Les pointes viennent en contact sur les électrodes en aluminium de part et d'autre du barreau.

### 6.4.1 Etudes de l'influence de la longueur, de la profondeur et de la largeur du barreau sur l'excitation des ondes élastiques

#### 6.4.1.1 Influence de la longueur du barreau

Dans un premier temps, nous avons découpé un barreau de largeur  $24\ \mu\text{m}$  et de période  $50\ \mu\text{m}$  en plusieurs tronçons de longueurs différentes (2 mm, 5 mm, 10 mm et 16 mm). Ainsi, nous obtenons un barreau de rapport ( $l/p$ ) de 0,5 avec une excitation théorique d'un mode longitudinal à 110 MHz et un mode transverse à 115 MHz. Nous avons mesuré les conductances de ces quatre barreaux dont les résultats sont présentés en figure 6.12.

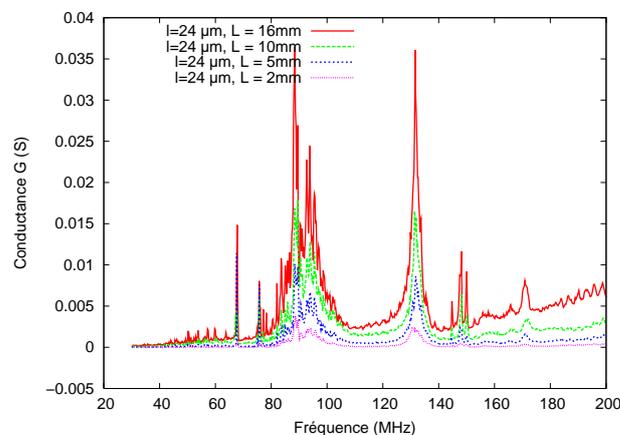


FIGURE 6.12 – Conductances expérimentales de barreaux de largeur  $24\ \mu\text{m}$  et de période  $50\ \mu\text{m}$  pour différentes longueurs de barreaux, de 2 à 16 mm

Cette caractérisation met en évidence l'excitation de nombreux modes à des fréquences avoisinant la centaine de mégahertz. Nous ne retrouvons pas distinctement les deux modes aux fréquences attendues. Néanmoins, nous remarquons que plus la longueur du barreau est grande, plus l'admittance est résolue. En effet, la longueur du barreau joue sur le nombre de périodes excitées du transducteur. Ainsi nous devons privilégier des barreaux dont la longueur est supérieure à  $300 \lambda$ .

#### 6.4.1.2 Influence de la profondeur du barreau

Dans un second temps, nous avons découpé des barreaux de largeur  $15 \mu\text{m}$ , de période  $10 \mu\text{m}$ , de longueur  $500 \lambda$  environ à différentes profondeurs de barreaux ( $50 \mu\text{m}$  et  $250 \mu\text{m}$ ). Ainsi, nous obtenons un barreau de rapport ( $l/p$ ) de 1,5 avec une excitation théorique des deux modes principaux à  $380 \text{ MHz}$  pour le mode longitudinal et à  $450 \text{ MHz}$  pour le mode transverse. Nous avons mesuré et comparé les conductances de ces deux barreaux à la théorie (avec une structure infiniment profonde) dont les résultats sont présentés en figure 6.13.

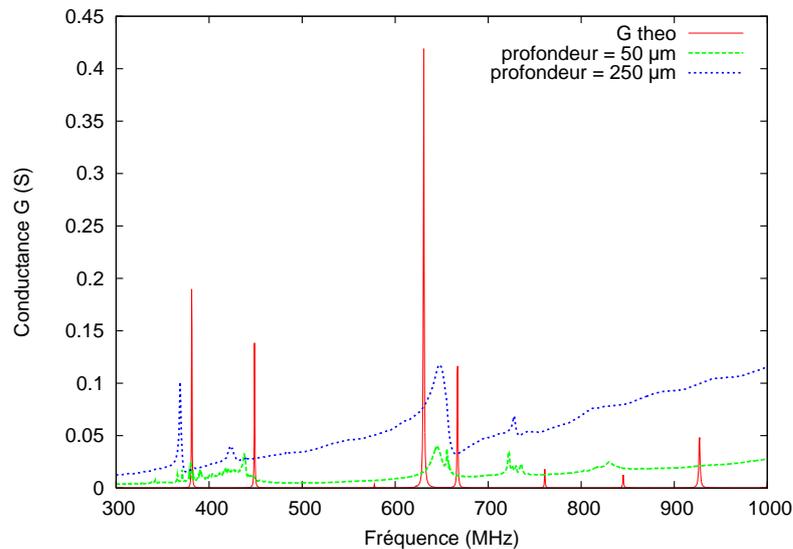


FIGURE 6.13 – Conductances expérimentales de barreaux de largeur  $15 \mu\text{m}$  et de période  $10 \mu\text{m}$  pour différentes profondeurs de barreaux,  $50 \mu\text{m}$  et  $250 \mu\text{m}$  ; comparaison de la position spectrale des modes avec les précisions théoriques

Nous observons un accord d'ensemble de la théorie avec l'expérience. Plusieurs modes sont excités dans une bande de fréquence de  $300 \text{ MHz}$  à  $1 \text{ GHz}$  notamment un mode longitudinal vers  $380 \text{ MHz}$  et un mode transverse vers  $450 \text{ MHz}$ . Nous remarquons que quelle que soit la profondeur du barreau, la position fréquentielle des modes est identique. De surcroît, nous observons que le signal obtenu pour une pro-

fondeur de  $250\ \mu\text{m}$  présente moins de pertes d'insertion (amélioration du coefficient de qualité des résonances) que pour une profondeur de  $50\ \mu\text{m}$ . Nous rappelons que nos simulations en deux dimensions concernent des barreaux infiniment profonds. Nous pouvons lier, dans le cas des barreaux polarisés périodiquement, la profondeur du barreau à l'ouverture acoustique du dispositif. Nous rappelons que pour le TPP classique nous avons retenu une ouverture acoustique de plus de 100 longueurs d'ondes. Dans le cas du barreau, nous ne pouvons pas respecter cette grandeur pour l'instant, car les substrats vendus ont une épaisseur de  $500\ \mu\text{m}$ . Ainsi, d'autres structures sont envisageables pour permettre d'atteindre une profondeur maximale des barreaux de  $500\ \mu\text{m}$  :

- soit en reportant le substrat ferroélectrique sur un support isolant. Ainsi, nous pourrions créer des barreaux sur toute l'épaisseur du matériau ferroélectrique,
- soit nous pouvons fabriquer des barreaux suspendus par ses extrémités dans la masse du matériau ferroélectrique. Ces structures n'ont pas été étudiées.

#### 6.4.1.3 Influence de la largeur du barreau

Nous avons remarqué, lors de l'étude de la dispersion des ondes élastiques dans nos structures, que la vitesse de phase des modes excités dépend principalement de la largeur du barreau. Ainsi, nous avons caractérisé quatre barreaux de période  $50\ \mu\text{m}$  et de largeurs  $6\ \mu\text{m}$ ,  $12\ \mu\text{m}$ ,  $20\ \mu\text{m}$  et  $24\ \mu\text{m}$ . Les conductances mesurées sont présentées en figure 6.14.

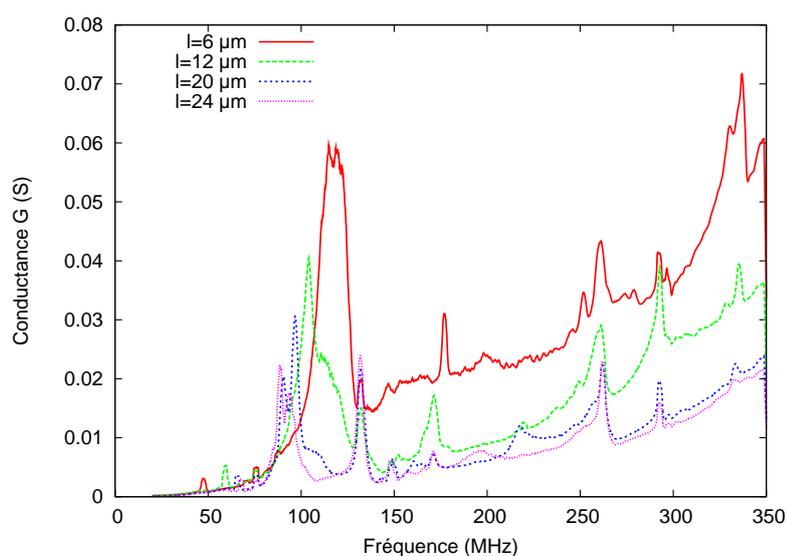


FIGURE 6.14 – Conductances expérimentales de barreaux de période  $50\ \mu\text{m}$  pour différentes largeurs de barreaux,  $6\ \mu\text{m}$ ,  $12\ \mu\text{m}$ ,  $20\ \mu\text{m}$  et  $24\ \mu\text{m}$

Nous pouvons observer de nombreux modes dans la bande de fréquences 20 MHz à 350 MHz. Quelle que soit la largeur du barreau, nous retrouvons les mêmes modes excités. Un seul mode présente un comportement dispersif manifeste selon la largeur du barreau. En effet, ce mode dérive de 120 MHz à 90 MHz. Nous pensons que ce mode correspond au mode longitudinal car pour une largeur de 6  $\mu\text{m}$  correspondant en l'occurrence à un rapport ( $l/p$ ) de 0,12, le mode longitudinal est excité théoriquement à 125 MHz et le mode transverse à 300 MHz. Nous ne voyons pas apparaître le mode transverse qui doit théoriquement dériver en fréquence lorsque la largeur du barreau est modifiée. Ce mode étant très dispersif lorsque la largeur du barreau varie, la géométrie du barreau doit être homogène pour en favoriser l'excitation en bande étroite. En effet, nous devons concevoir des barreaux avec une différence de largeur inférieure au micron. Selon les équipements actuellement disponibles pour nos tests, les largeurs des barreaux peuvent varier de quelques microns. Ainsi nous devons améliorer notre procédé de découpe à la scie.

Maintenant que nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques des barreaux polarisés périodiquement sur l'excitation des ondes élastiques, nous allons nous concentrer sur la propriété remarquable de ce nouveau dispositif, soit des couplages électromécaniques de plus de 10 %.

#### 6.4.2 Etude du couplage électromécanique

Nous rappelons que nous calculons le couplage électromécanique ( $k_s^2$ ) des ondes élastiques par la relation suivante que nous avons défini dans le chapitre 3 :

$k^2 = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2$ , avec  $f_r$ , la fréquence de résonance correspondant à la fréquence de la conductance maximale du mode étudié et  $f_a$ , la fréquence d'anti-résonance égale à la fréquence de la résistance maximale de ce même mode.

Nous allons étudier les couplages électromécaniques du mode identifié précédemment pour les barreaux de période 50  $\mu\text{m}$  et de largeurs 6  $\mu\text{m}$ , 12  $\mu\text{m}$ , 20  $\mu\text{m}$  et 24  $\mu\text{m}$ . Pour ce faire, nous avons mesuré les conductances et les résistances de ces quatre barreaux dont les résultats sont présentés en figure 6.15.

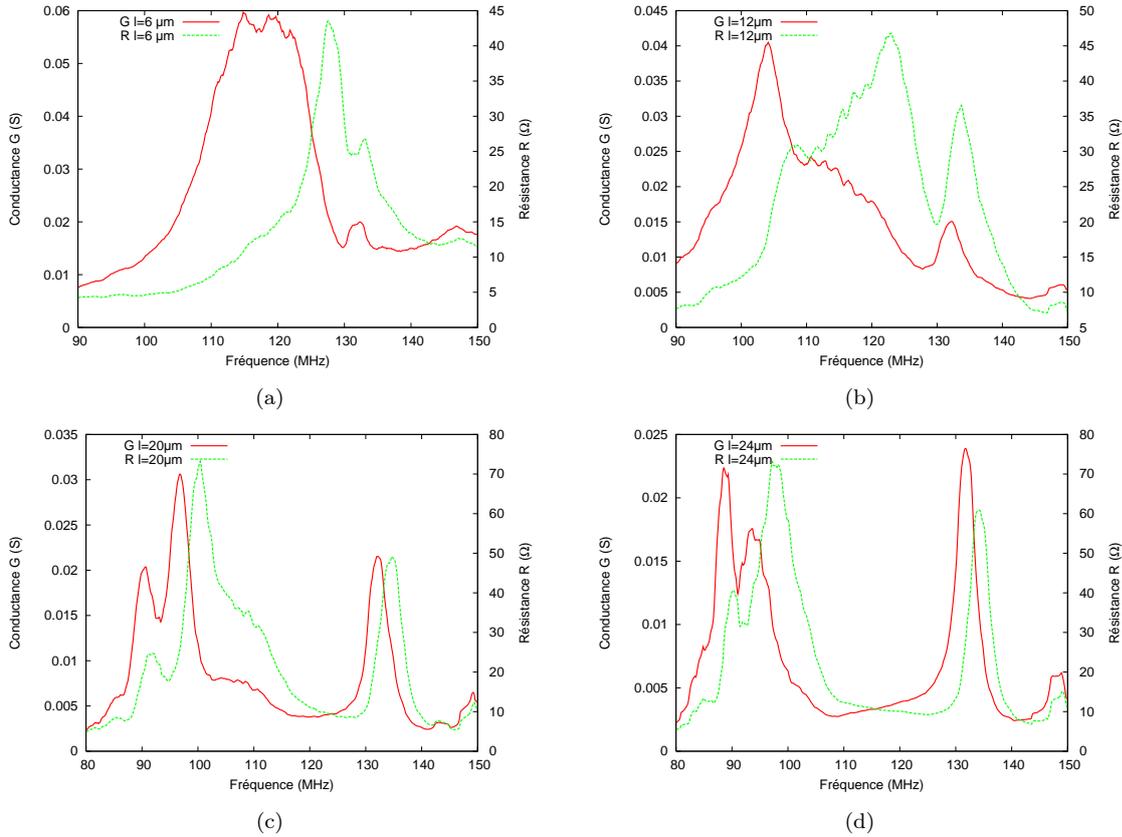


FIGURE 6.15 – Conductances et résistances expérimentales relevées sur des barreaux de période 50  $\mu\text{m}$ , de largeur (a) 24  $\mu\text{m}$ , (b) 20  $\mu\text{m}$ , (c) 12  $\mu\text{m}$  et (d) 6  $\mu\text{m}$

Nous avons calculé le couplage électromécanique expérimental du mode longitudinal pour chaque largeur de barreau. Nous récapitulons ses résultats dans le tableau 6.2.

Période du transducteur ( $\mu\text{m}$ )	Profondeur de découpe ( $\mu\text{m}$ )	Largeur du barreau ( $\mu\text{m}$ )	$f_r$ (MHz)	$f_a$ (MHz)	$k_s^2$ %
50	90	6	118	128	15
		12	104	108	7,3
		20	97	100	5,9
		24	88	89	2,2

TABLE 6.2 – Tableau récapitulatif des couplages électromécaniques obtenus pour le mode longitudinal pour les quatre largeurs de barreaux

Nous obtenons un couplage qui augmente lorsque le rapport ( $l/p$ ) diminue. En théorie nous obtenons un maximum de couplage de 12 % pour une largeur de 20  $\mu\text{m}$  de barreau. En expérience, nous avons estimé un couplage électromécanique de 15 %

pour une largeur de barreau de 6  $\mu\text{m}$ , ce qui est exceptionnel vue les couplages électromécaniques que nous obtenions avec un TPP classique (moins du pourcent). Les différences entre la théorie et l'expérience peuvent provenir de plusieurs raisons :

- des hypothèses faites en simulation (profondeur infinie du barreau),
- des défauts de fabrication des barreaux (irrégularité de la largeur du barreau dans la longueur et dans la hauteur, profondeur insuffisante du barreau).

Nous remarquons également un autre mode très peu dispersif vers 130 MHz avec un couplage électromécanique de 4 % pour des largeurs de barreaux supérieures à 20  $\mu\text{m}$ .

Nous allons maintenant étudier les dérives en fréquence du mode identifié comme le mode longitudinal en fonction de la température et du champ électrique statique.

### 6.4.3 Etude des dérives en fréquence et en tension du mode longitudinal en fonction de la température

Nous avons remarqué que les barreaux polarisés périodiquement permettent d'exciter en théorie deux modes principaux, un longitudinal et l'autre transverse avec des couplages pouvant dépasser les 10 %. Hors les caractérisations ont pointé l'existence d'un seul mode avec un couplage maximum de 15 %. Nous allons donc étudier dans cette partie, la sensibilité à la température et à la tension de ce mode.

#### 6.4.3.1 Mesures en température et comparaison avec la théorie

Le barreau concerné pour l'étude de la sensibilité du mode longitudinal à la température est un barreau de période 50  $\mu\text{m}$ , de largeur 27  $\mu\text{m}$  et de profondeur de découpe de 260  $\mu\text{m}$ . La figure 6.16 présente la conductance et la résistance expérimentales de ce barreau.

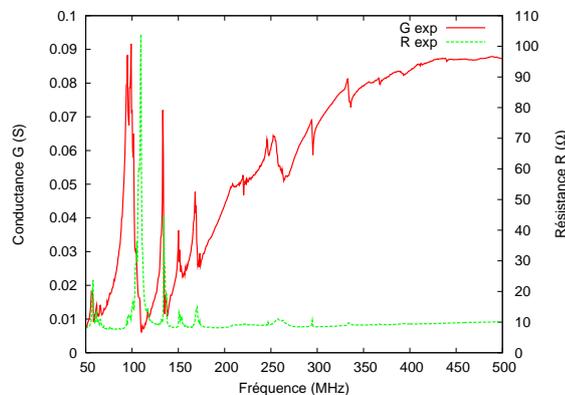


FIGURE 6.16 – Conductance et résistance expérimentales d'un barreau de période 50  $\mu\text{m}$ , de profondeur de découpe de 260  $\mu\text{m}$  et de largeur 27  $\mu\text{m}$

Nous constatons l'équivalence de la réponse avec les mesures effectuées sur les barreaux de même période et largeur mais pour une profondeur de  $90\ \mu\text{m}$  comme présenté précédemment. Nous repérons vers  $100\ \text{MHz}$  le mode identifié comme le mode longitudinal. Ainsi, nous allons nous centrer sur ce mode et nous allons faire varier la température de  $20\ ^\circ\text{C}$  à  $60\ ^\circ\text{C}$  par pas de  $10\ ^\circ\text{C}$ . Nous relevons pour chaque température la conductance du barreau et nous en déduisons sa sensibilité à la température. Ces résultats sont présentés en figure 6.17.

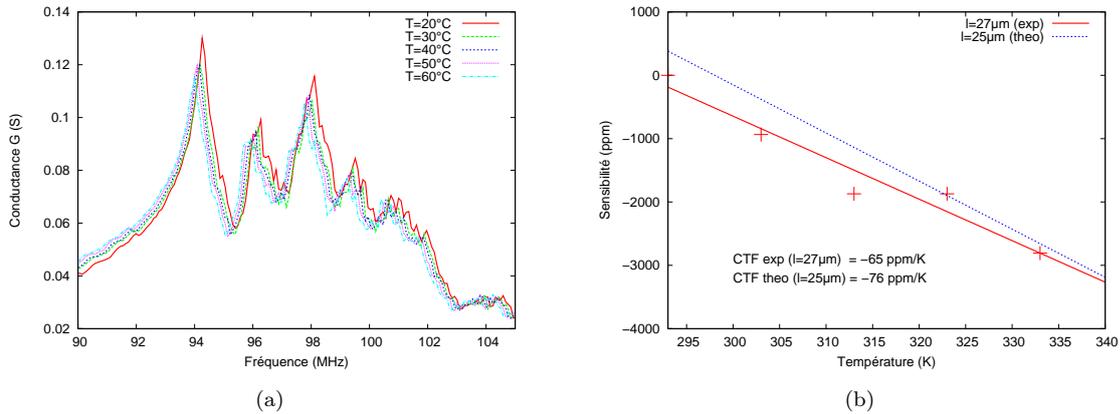


FIGURE 6.17 – (a) Conductances expérimentales centrées sur le mode longitudinal pour différentes températures (de  $20$  à  $60\ ^\circ\text{C}$  par pas de  $10\ ^\circ\text{C}$ ), (b) dérive en fréquence du mode longitudinal en fonction de la température

Nous remarquons que le mode longitudinal dérive en fréquence en fonction de la température appliquée. Plus la température est élevée, plus la fréquence de synchronisme du mode diminue. Nous obtenons une dérive en température de  $-65\ \text{ppm/K}$  du même ordre de grandeur que les  $-75\ \text{ppm/K}$  prévus par nos simulations. La différence entre la théorie et l'expérience est sûrement due à l'irrégularité de la géométrie du barreau testé.

#### 6.4.3.2 Etude de la dérive en tension

Une fois le barreau excité, il n'est plus possible d'ajuster mécaniquement la fréquence de ses modes. L'usage d'un matériau ferroélectrique tel que le niobate de lithium s'avère particulièrement intéressant puisque celui-ci voit ses propriétés électriques modifiées par l'application d'un champ électrique statique comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 5. Afin de mettre en oeuvre cette propriété sur les barreaux polarisés périodiquement, nous avons appliqué en parallèle sur les pointes du testeur sous pointes une tension continue variant de  $0\ \text{V}$  à  $100\ \text{V}$ . Nous avons

testé plusieurs barreaux, mais aucun mode ne dérive en fréquence lorsque nous appliquons un champ électrique statique.

Nous avons remarqué lors de l'application de la tension qu'un courant circulait dans le dispositif alors que les électrodes sont séparées par le barreau. Ainsi, nous avons des court-circuits entre les deux électrodes. Par une observation au microscope optique, nous avons observé des ponts métalliques entre les deux électrodes au sommet du barreau. En effet, lors de la découpe du barreau à la scie, la résine en surface du substrat peut être endommagée. Ainsi, le lift-off ne fonctionne plus si la couche de résine est absente en dessous du métal. C'est pourquoi, nous avons parfois quelques ponts métalliques. Une amélioration de la fabrication des barreaux (barreaux uniformes, sans évasements, sans défauts électriques) devrait permettre d'observer un tirage en fréquence de certains modes lorsqu'une tension est appliquée.

## 6.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de considérer une nouvelle forme de transducteurs polarisés périodiquement sur matériaux ferroélectriques et plus particulièrement sur niobate de lithium. Le nouveau dispositif fondé sur l'excitation d'un barreau polarisé périodiquement permet de résoudre le problème de la fabrication de résonateurs acousto-électriques à fort couplage et haute vitesse de propagation pour les applications radiofréquences. En effet, nous pouvons envisager la fabrication de filtres à fort couplage, de résonateurs haute fréquence, de capteurs de température, d'accélération, gyromètres, de capteurs de couple, de capteurs gravimétriques, de modulateurs acousto-optiques à fort confinement, forte modulation.

Dans un premier temps, nous avons modélisé en deux dimensions la structure et nous avons remarqué l'excitation de deux modes principaux. Le premier mode, peu dispersif, avec une vitesse de phase maximale de  $6200 \text{ m.s}^{-1}$  est un mode majoritairement longitudinal et peut atteindre un coefficient de couplage électromécanique de 14 % pour un rapport largeur du barreau sur période du transducteur ( $l/p$ ) de 0,4. Le second mode, très dispersif, avec une vitesse de phase maximale de  $20000 \text{ m.s}^{-1}$  est un mode transverse et peut atteindre un coefficient de couplage électromécanique de 23 % pour un rapport ( $l/p$ ) de 0,2.

Dans un second temps, nous avons montré la faisabilité du système par des techniques de micro-fabrication. L'utilisation d'une scie à lame polissant les flancs de découpe permet de réaliser des barreaux de fine épaisseur (démonstration faite à  $5 \mu\text{m}$ ) afin d'atteindre des points de fonctionnement optimaux sur une gamme spectrale allant de quelques dizaines de mégahertz jusqu'au gigahertz. Néanmoins, nous

avons soulevé différentes améliorations à apporter, notamment pour éviter l'évasement en largeur et l'arrondie de la découpe du barreau. En effet, nous pouvons essayer de créer des barreaux en suspension (découpe débouchante) dont les extrémités seront liées au substrat ou de reporter le barreau sur une base isolante qui nous permettra également de découper dans toute l'épaisseur du substrat ferroélectrique et de solidifier la structure.

Dans un dernier temps, nous avons testé plusieurs prototypes de barreaux polarisés périodiquement sur niobate de lithium. Nous avons identifié un mode se propageant à  $6200 \text{ m.s}^{-1}$  avec un couplage électromécanique de 15 % que nous avons lié au mode longitudinal prévu théoriquement. Néanmoins, nous n'avons pas distingué le mode transverse. En outre, nous avons mesuré la sensibilité en température du mode excité qui est de  $-65 \text{ ppm/K}$ . Nous pouvons prévoir des combinaisons de matériaux permettant de compenser cette dérive en température. Par exemple, la réalisation d'un barreau en niobate de lithium équipé d'électrodes et recouvert d'une couche de silice d'épaisseur appropriée permettrait d'après nos simulations de réaliser un résonateur à très fort couplage électromécanique (jusqu'à 23 %) compensé des effets de température. Ceci n'est qu'un exemple des possibilités offertes par ce nouveau dispositif qui permet donc de réaliser des dispositifs inédits dans une bande de fréquence largement exploitée pour les applications de télécommunication, de métrologie, voire de micro-actionnement.

# Conclusion générale et perspectives

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse s'attachent à démontrer la possibilité de fabriquer un nouveau type d'oscillateur exploitant des transducteurs à domaines ferroélectriques alternés et des matériaux de guidage pour l'excitation d'ondes élastiques. Ces trois années de recherche nous ont permis de mener un projet dans sa globalité en abordant divers domaines que sont la conception et la fabrication de microsystèmes, la modélisation de ces structures ainsi que leur caractérisation expérimentale.

Afin de situer le contexte dans lequel s'est inscrit notre travail de recherche, nous avons tout d'abord défini quelques notions portant sur les oscillateurs, la piézoélectricité et la ferroélectricité. Nous avons listé de nombreuses applications liées aux oscillateurs électriques telles que la téléphonie mobile demandant de plus en plus de fonctions oscillateurs au sein d'une même application ou les radars dont le besoin d'oscillateurs ultra-stables avec un palier de bruit de phase de plus en plus faible permet la détection de signaux très bruités. Nous avons étudié le coeur de ses systèmes oscillants et plus particulièrement les résonateurs à ondes élastiques. Une présentation de la technologie quartz a permis de détailler les divers types d'oscillateurs existants (XO, TCXO, etc.). Nous avons souligné le fort marché de ces composants dans le monde de part leurs diverses possibilités de compensation en température et leurs coûts de conception faibles. Néanmoins les oscillateurs à quartz sont limités en fréquence (à 500 MHz) et ne sont pas intégrables sur silicium. Nous avons ensuite présenté deux autres technologies fondées sur les ondes de volume et de surface permettant de monter en fréquence et l'intégration dans un système microélectronique. Une revue présentant ces trois technologies nous a permis de mettre en avant leurs avantages ainsi que leurs faiblesses. De ces constatations est née l'idée de fabriquer un résonateur à ondes élastiques à base d'un transducteur à domaines ferroélectriques inversés en niobate ou tantalate de lithium, deux matériaux bien adaptés aux applications hautes fréquences et reporté entre deux matériaux de guidage afin de confiner les ondes générées.

Ce nouveau type de transducteur polarisé périodiquement (TPP), fondé sur l'excita-

tion et la détection d'ondes par l'intermédiaire de deux plans métalliques en regard, présente des avantages non négligeables comparés aux transducteurs à peignes interdigités (IDTs) classiques. En effet, cette méthode permet, d'une part, de s'affranchir des défauts de surface tels que les courts-circuits fréquemment rencontrés lors de la fabrication d'IDTs et d'autre part, d'exciter des ondes dont la fréquence de synchronisme est deux fois plus élevée que celle obtenue avec des IDTs classiques pour une période mécanique identique. Après avoir démontré l'intérêt de telles structures, nous nous sommes donc concentrés sur les différentes méthodes d'inversion de domaines disponibles. La méthode retenue pour inverser les domaines consiste à appliquer un champ électrique sur le substrat via une électrode liquide en raison de plusieurs critères : elle permet, d'une part, de travailler à grande échelle (sur plaque de diamètre 3 ou 4 pouces) et d'autre part, nous avons eu l'opportunité d'acquérir un banc de polarisation, développé au laboratoire d'optique P.M. Duffieux durant la thèse d'A. Martinez et de profiter des connaissances dans le domaine des inversions de domaines grâce au savoir-faire d'E. Courjon acquis durant sa thèse.

A ce jour, nous avons fait démonstration de notre capacité à réaliser un oscillateur stabilisé par un résonateur à ondes élastiques exploitant des transducteurs à domaines ferroélectriques alternés sur niobate et tantalate de lithium en utilisant les moyens technologiques disponibles au sein de la plateforme MIMENTO de l'institut FEMTO-ST. Toutes les étapes de fabrication de ce résonateur sont maîtrisées jusqu'à une période du transducteur de  $5\ \mu\text{m}$  (inversion de domaines, collage, amincissement, véhicule de test). Les caractérisations acoustiques des véhicules de tests fabriqués tant avec des transducteurs épais qu'amincis, en niobate de lithium ou tantalate de lithium appuient nettement les progrès dans le domaine. En effet, nous notons la bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. De plus, nous avons montré théoriquement que nous pouvions compenser la dérive en température des modes générés par notre résonateur en amincissant le transducteur et en le reportant sur un matériau idoine tel que de la silice. De même, nous avons vérifié expérimentalement la possibilité de réaliser un tirage en fréquence de certain mode excité notamment pour une structure Si/TPP en  $\text{LiTaO}_3$  aminci à  $30\ \mu\text{m}$  en appliquant un champ électrique statique. Des caractérisations acousto-optiques nous ont permis de rendre compte du caractère stationnaire des ondes excitées par des structures utilisant des transducteurs à domaines alternés. De plus, la démonstration d'un oscillateur stabilisé par notre résonateur à 131 MHz, avec un palier du bruit de phase à  $-165\ \text{dBc/Hz}$  à 100 kHz de la porteuse et une stabilité de  $10^{-9}$  avec une dérive thermique d'environ  $-50\ \text{ppm/K}$ , met en évidence la réussite du projet. Des études annexes ont été menées notamment concernant la modélisation et la fabrica-

tion d'un nouveau concept de transducteur fondé sur des barreaux de transducteur à domaines alternés générant des modes à fort couplage électromécanique (de l'ordre de 20 %) permettant de viser d'autres applications (les filtres RF larges bandes en sont un exemple).

De futurs développements concernant ces structures peuvent être envisagés. En effet, concernant les résonateurs, nous n'avons pas inclus d'éléments de stabilisation de la température dans l'oscillateur mais il est clair qu'une telle fonction devra être à terme intégrée dans notre système. De plus, nous avons démontré théoriquement la possibilité d'exciter des ondes compensées en température ou avec une vitesse de phase de plus de  $10000 \text{ m.s}^{-1}$ , mais il reste à les mettre en œuvre. Par la même occasion, il faudrait poursuivre notre compréhension sur les analyses thermiques en tenant compte des effets des contraintes thermodynamiques afin d'estimer les dérives thermiques de structures complexes. En outre, la montée en fréquence de ces résonateurs passe également par la réduction de la longueur d'onde du transducteur. En pratique, il faut diminuer l'épaisseur du substrat ferroélectrique afin d'appliquer un champ électrique plus faible pour diminuer les lignes de champ se propageant sous l'isolant. L'idée est d'inverser des structures composites avec un matériau ferroélectrique aminci à une dizaine de microns. De surcroît, jusqu'à présent, les inversions de domaines ont été réalisées dans des matériaux de coupe cristallographique Z mais d'autres coupes peuvent être envisagées (par exemple  $\text{LiNbO}_3$  (YXl)36°) permettant peut-être la génération d'ondes élastiques avec des propriétés remarquables. Une autre étape essentielle à la fabrication du résonateur correspond à l'amincissement du transducteur. Pour ce faire, nous utilisons une râpeuse simple face mais l'épaisseur finale du substrat obtenue n'est pas uniforme donnant lieu à l'excitation d'une multitude de modes. Pour réduire ce défaut, l'utilisation d'une rectifieuse-planeuse pourrait être envisagée. Enfin, les propriétés remarquables des barreaux de TPP pourraient être valorisées notamment dans un cadre industriel.



## Annexe A

# Orientations cristallines

La norme IEEE 1949 est une norme qui permet de repérer l'orientation de la coupe d'un substrat par rapport au repère cristallin. Une lame cristalline est caractérisée dans les normes IEEE par les angles de coupe du cristal  $\varphi$  et  $\theta$  et par l'angle  $\psi$  définissant la direction de propagation pour les ondes de surface. La notation normalisée associée à une lame quelconque est du type :

$$(YXlwt) \quad \xi_1/\xi_2/\xi_3 \quad (\text{A.1})$$

Dans cette notation, on considère la lame caractérisée par trois dimensions, son épaisseur  $t$  (*thickness* en anglais), sa longueur  $l$  (*length*) et sa largeur  $w$  (*width*). La première lettre majuscule correspond à l'axe (avant toute rotation) suivant lequel on considère l'épaisseur de la plaque et la deuxième lettre majuscule, l'axe (avant toute rotation) suivant lequel on considère la longueur de la plaque. La figure A.1 présente les trois plaques non tournées généralement utilisées, YX en figure A.1 (a), YZ en figure A.1 (b) et XY en figure A.1 (c).

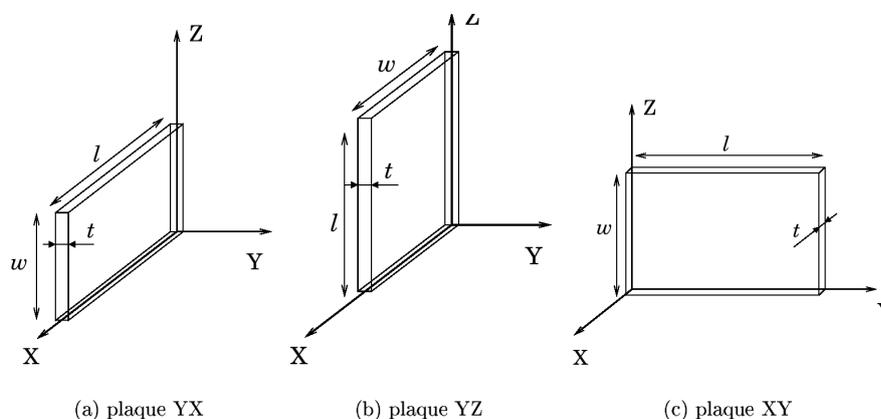


FIGURE A.1 – Dénomination normalisée de lames cristallines non tournées

À chaque dimension de la plaque est associé un axe (propre à la plaque) référé par la même lettre  $l$ ,  $w$  ou  $t$  (cf. figure A.2). La première lettre miniscule de la formule A.1 représente l'axe autour duquel sera effectuée la première rotation, la seconde lettre, l'axe autour duquel sera effectuée la deuxième rotation et la troisième lettre représente l'axe autour duquel sera effectuée la troisième rotation. Chaque rotation aura respectivement pour valeur  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ , et  $\xi_3$ .

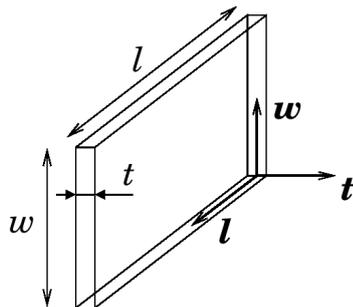


FIGURE A.2 – Définition des axes propres d'une lame cristalline

## Annexe B

# Formulations des propriétés de diffraction

Les modèles fondés sur les éléments finis donnent accès à l'admittance harmonique. De là, on peut extraire de cette dernière plusieurs informations sur l'excitation et le guidage des ondes pour diverses configurations d'électrodes. En particulier, pour les modes ou pseudo-modes du guide, on peut caractériser la bande de fréquence correspondant aux conditions de Bragg pour lesquelles le réseau diffracte les ondes incidentes. Cette bande de fréquence souvent appelée bande d'arrêt correspond à un régime macroscopique pour lequel l'onde voit son énergie décroître exponentiellement le long du réseau, ce qui mathématiquement se concrétise par une partie imaginaire non nulle du vecteur d'ondes effectif. Pour effectuer cette extraction de paramètres, nous allons considérer une forme isomorphe de l'admittance harmonique au voisinage de la singularité que nous souhaitons caractériser. Cette fonction fera apparaître un certain nombre de caractéristiques à identifier en fonction des variables du problème (la fréquence et le coefficient d'excitation).

Nous considérons le cas d'un vrai pôle (pas de pertes de propagation) de la charge harmonique donné par la forme suivante :

$$Q_h(\omega, \eta) = Q_r + Q_p(\omega) \frac{1 - \eta}{\eta_p(\omega) - \eta} \quad (\text{B.1})$$

avec  $Q_r$  la charge résiduelle qui contient les contributions de tout ce qui ne correspond pas au pôle considéré, soit les autres pôles pseudo-pôles s'ils existent, les ondes de volume rayonnées et les contributions électrostatique et acoustique à lenteur nulle,  $Q_p$  est l'amplitude de charge du pôle et  $\eta_p$  le paramètre effectif de propagation du pôle qui vaut  $\cos^2(\pi\gamma p)$  pour une structure excitée en  $\gamma = 1/2$  (alternance de potentiel d'excitation  $+V/-V$ , tel est le cas dans des les transducteurs à IDTs) et  $\eta_p =$

$\sin^2(\pi\gamma p)$  pour une structure excitée en  $\gamma$  entier ( $\gamma = 1$ , cas de nos structures guides d'ondes avec une excitation 0/+V de part et d'autre de la plaque piézoélectrique). Si ce dernier est un vrai pôle, nous pouvons déterminer objectivement, au voisinage de ce pôle, ses caractéristiques par un calcul de trois points d'admittance ou de charge harmonique ou de deux points pour les cas particuliers des ondes de surface à faibles pertes de propagation [99]. Nous résolvons alors un système algébrique à trois équations pour le mode trois points et de deux équations pour le mode deux points. Nous obtenons les résultats suivants pour chacun des modes :

– Mode 3 points :

$$\eta_p = \frac{Q_3\eta_3(\eta_1 - \eta_2) - Q_1\eta_1(\eta_3 - \eta_2) + Q_2\eta_2(\eta_3 - \eta_1)}{Q_3(\eta_1 - \eta_2) - Q_1(\eta_3 - \eta_2) + Q_2(\eta_3 - \eta_1)} \quad (\text{B.2})$$

$$Q_r = \frac{Q_2(\eta_2 - \eta_p)(1 - \eta_1) - Q_1(\eta_1 - \eta_p)(1 - \eta_2)}{(\eta_2 - \eta_p)(1 - \eta_1) - (\eta_1 - \eta_p)(1 - \eta_2)} \quad (\text{B.3})$$

$$Q_p = \frac{(Q_r - Q_1)(\eta_1 - \eta_p)}{(1 - \eta_1)} \quad (\text{B.4})$$

– Mode 2 points :

$$\eta_p = \frac{Q_1\eta_1(1 - \eta_2) - Q_2\eta_2(1 - \eta_1) - Q_r(\eta_1 - \eta_2)}{Q_1(1 - \eta_2) - Q_2(1 - \eta_1) - Q_r(\eta_1 - \eta_2)} \quad (\text{B.5})$$

$$Q_p = \frac{(Q_r - Q_1)(\eta_1 - \eta_p)}{(1 - \eta_1)} \quad (\text{B.6})$$

Ces valeurs ne permettent pas cependant de garantir une précision ultime de détermination des caractéristiques du pôle étudié. Nous vérifions donc la cohérence de cette détermination par un procédé itératif dans lequel nous cherchons à minimiser l'erreur résiduelle entre chaque itération.

## Annexe C

# Inversion de domaines ferroélectriques

Nous proposons un schéma récapitulatif en figure C.1 afin de résumer les possibilités d'inversion de domaines utilisant diverses résines photosensibles.

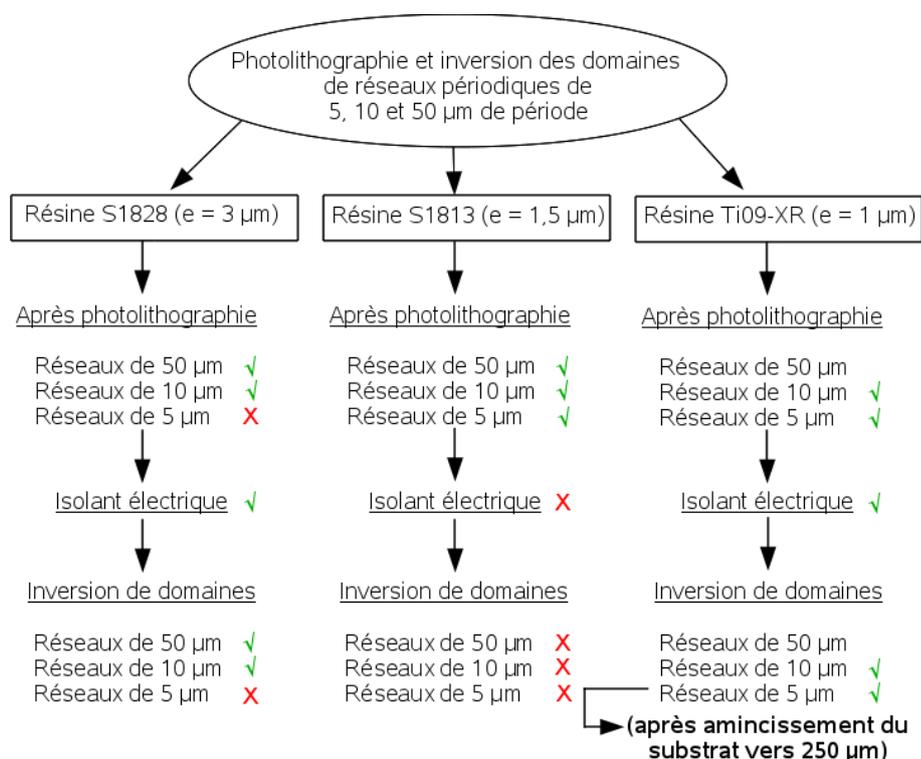


FIGURE C.1 – Schéma récapitulatif des tests de photolithographie et d'inversion de domaines alternés pour diverses périodes (de 5 à 50  $\mu\text{m}$ ) utilisant différentes résines



## Annexe D

# Influence du rapport cyclique des TPPs

Comme nous l'avons vu lors de la fabrication des réseaux alternés, il est difficile de maîtriser le rapport cyclique lors des inversions de domaines, c'est pourquoi nous avons cherché à savoir en quoi ce paramètre influait sur l'excitation des ondes. Pour cela, le maillage a été modifié de façon à créer deux domaines de largeurs différentes. Nous avons fixé arbitrairement la période du transducteur à 50  $\mu\text{m}$  et nous avons modifié le rapport cyclique (50 %, 40 %, 30 %, 20 % et 10 %). Nous avons choisi de simuler ces différents cas sur une structure en niobate de lithium d'épaisseur 500  $\mu\text{m}$ . Les résultats des susceptances harmoniques sont présentés en figure D.1.

Nous constatons que les fréquences de synchronisme des deux contributions majeures dérivent de quelques centaines de kilohertz. De plus, nous observons que l'amplitude des modes diminuent lorsque nous nous éloignons du cas idéal de rapport cyclique 50 %. Néanmoins, pour nos applications, ce paramètre n'est pas critique si le rapport cyclique est compris entre 30 % et 50 % car l'amplitude des pics n'est que légèrement diminuée. Les résultats sont équivalents sur tantalate de lithium.

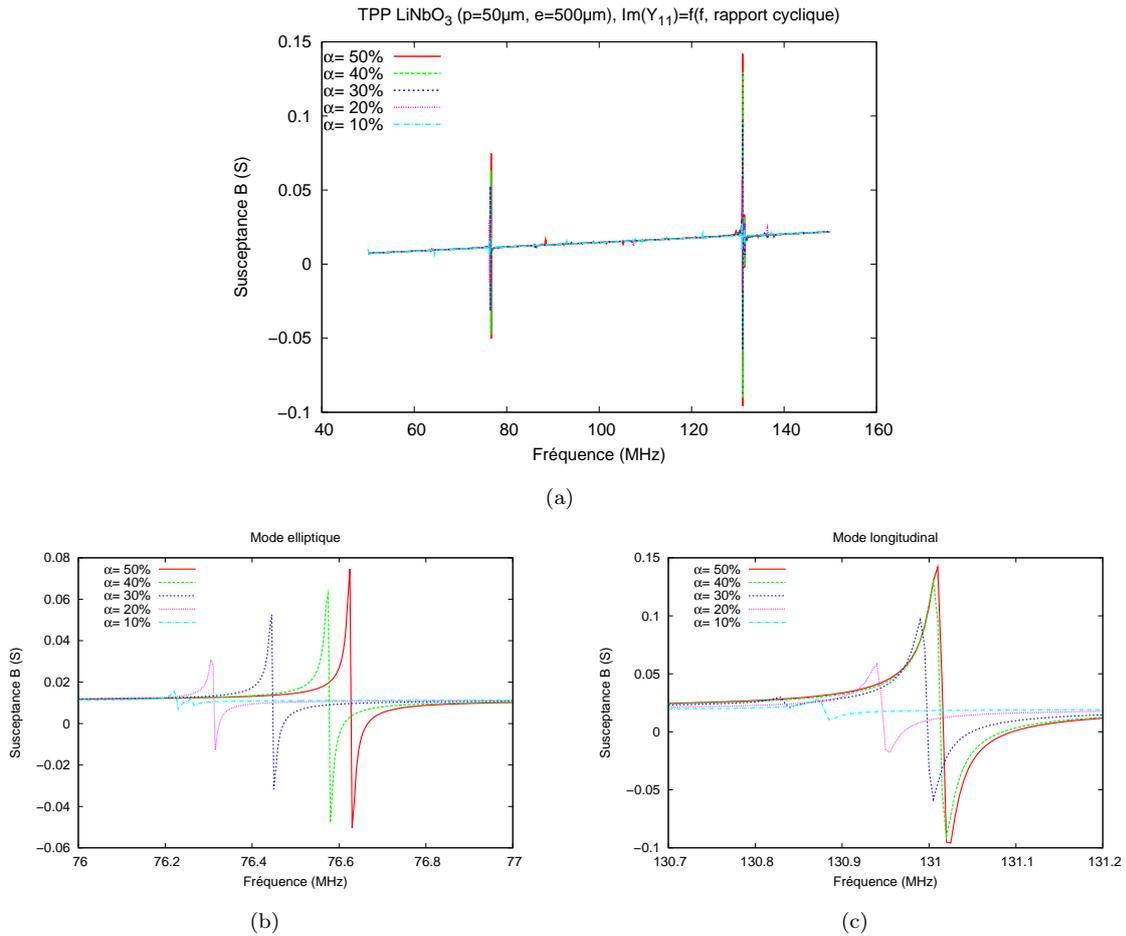


FIGURE D.1 – Comparaison de la réponse d'un transducteur polarisé périodiquement (p=50 μm, e=500 μm) sur niobate de lithium en fonction de cinq rapports cycliques,  $\alpha = 50\%$ ,  $40\%$ ,  $30\%$ ,  $20\%$ ,  $10\%$

## Annexe E

# Procédés de rodage et polissage

### E.1 Procédés de rodage

Nous disposons d'un tour à rôder actionné par un moteur électrique pour réaliser des tests rapides de rodage avec des équipements de maintien des substrats comme présenté en figure E.1.

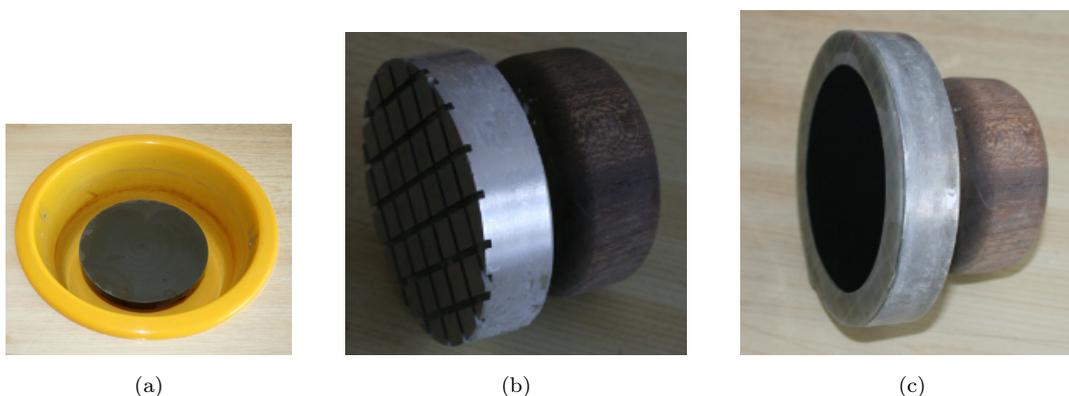


FIGURE E.1 – Photographies (a) du tour avec un plateau acier, (b) support de maintien de substrat 3 pouces utilisant du scotch double face comme adhésif, (c) support de maintien par micro-ventouse pour substrat fin et plan 3 pouces, utilisant un disque « Tempal » (de chez Lam Plan)

Le tour nous permet de traiter unitairement des substrats 3 pouces ou des morceaux de plaques inférieurs à 3 pouces. Par sa facilité de nettoyage, nous nous en servons pour réaliser nos tests de rodage dont le plan d'expérience est énoncé dans le tableau E.1. En effet, nous avons étudié, pour différents matériaux, l'influence de la matière du plateau de rodage, de la nature et de la taille de l'abrasif sur l'état de surface des matériaux et sur la vitesse de rodage.

Réponse	Rugosité Épaisseur	Ra, Rt Vitesse de rodage	
Facteur 1	Matière du plateau	Fonte Laiton	
Facteur 2	Abrasifs	CSI vert 17 µm CSI noir 17 µm CSI vert 9 µm CSI vert 6,5 µm Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 13 µm Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 9 µm Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 6 µm	Fournisseur : L'Abrasienne Fournisseur : Mécalloc Fournisseur : L'Abrasienne Fournisseur : L'Abrasienne Fournisseur : L'Abrasienne Fournisseur : L'Abrasienne Fournisseur : L'Abrasienne
Facteur 3	Concentration abrasif	1500 g/L 150 g/L	
Facteur 4	Matériaux	Silicium Niobate de lithium	4 échantillons de 10 cm <sup>2</sup> 4 échantillons de 20 cm <sup>2</sup>

CSI : Carbure de silicium

Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : Alumine

TABLE E.1 – Plan d'expériences : étude de l'influence de la matière du plateau et de la nature et de la taille de l'abrasif sur l'état de surface et la vitesse de rodage pour différents matériaux

Nous présentons un récapitulatif de ces tests dans le tableau E.2. Nous avons établi également des tests sur quartz et tantalate de lithium et il s'avère, que ces matériaux ont, pour le rodage, un comportement similaire au niobate de lithium. Nos objectifs sont, tout d'abord, de rechercher un abrasif commun pour rôder le silicium, le quartz, le niobate et le tantalate de lithium afin d'éviter toutes les pollutions des machines. Puis, de statuer sur un bon compromis entre la vitesse de rodage et l'état de surface après rodage. En effet, après l'étape de rodage, il faut polir. En effet, plus l'état de surface est correcte, plus le temps de polissage est faible. Les sous-facteurs en gras présentent le procédé optimum.

Matière du plateau	Silicium		Niobate de lithium		Bilan des positifs	
	état de surface	vitesse de rodage	état de surface	vitesse de rodage	état de surface	vitesse de rodage
Fonte	+	++	+	++	2	4
<b>Laiton</b>	<b>++</b>	<b>+</b>	<b>++</b>	<b>+</b>	<b>4</b>	<b>2</b>
CSI Vert 17 µm	+	+++	+	++++	2	7
CSI Noir 17 µm	Surface rayée	+++	Surface rayée	++++	0	7
<b>CSI Vert 9 µm</b>	<b>++</b>	<b>++</b>	<b>+++</b>	<b>+++</b>	<b>5</b>	<b>5</b>
CSI Vert 6,5 µm	+++	+	+++	++	6	2
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 13 µm	++	++	+	++	3	4
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 9 µm	Surface rayée	++	Surface rayée	+	0	3
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 6,5 µm	+++	+	Surface rayée	+	3	2
1500 g/L	+	+	+	+	2	2
<b>150 g/L</b>	<b>++</b>	<b>+</b>	<b>++</b>	<b>+</b>	<b>4</b>	<b>2</b>

TABLE E.2 – Tableau récapitulatif des résultats des multiples tests en relation avec le plan d'expériences

En conclusion pour répondre à nos objectifs, le procédé retenu sera : plateau de rodage en laiton, abrasif en carbure de silicium avec des grains de 9 µm en moyenne et une concentration en abrasif d'une centaine de grammes par litre.

## E.2 Procédés de polissage

Afin de rechercher les procédés de polissage pour divers matériaux, nous procédons de la même manière que pour le rodage (en utilisant un tour). Ainsi, un plan d'expériences simplifié (seulement les facteurs pertinents) a été établi et récapitulé dans le tableau E.3.

<b>Réponse</b>	Rugosité Temps	Ra, Rt Temps de polissage	Rugosimètre Chronomètre
<b>Facteur 1</b>	Feutres	Strawberry (tissé) Aquablack (mousse) PADTEC 100 remb	Fournisseur : LAM PLAN Fournisseur : LAM PLAN Fournisseur : SOMTEC
<b>Facteur 2</b>	Abrasifs	Silice colloïdale Liquide diamanté Opaline	Fournisseur : Diatechnics Fournisseur : LAM PLAN Fournisseur : AGP
<b>Facteur 3</b>	Matériaux	Silicium Quartz Niobate de lithium Tantalate de lithium	Fournisseur : Siltronix Fournisseur : Roditi Fournisseur : Roditi Fournisseur : Red Optronics

TABLE E.3 – Plan d'expériences : étude de l'influence de la matière du plateau et de la nature et de la taille de l'abrasif sur l'état de surface et la vitesse de rodage pour différents matériaux

Nous cherchons à réduire au maximum la rugosité (proche du nanomètre) ainsi que le temps de polissage. De ce plan d'expériences, nous avons tiré les conclusions présentées dans le tableau E.4.

<b>Matériaux</b>	<b>Feutre</b>	<b>Abrasif</b>
Silicium	PADTEC 100 remb	Silice colloïdale
Quartz	PADTEC 100 remb	Opaline
Niobate/tantalate de lithium	Strawberry	Silice colloïdale

TABLE E.4 – Procédés pour polir du silicium, quartz, niobate et tantalate de lithium avec un tour

# Bibliographie

- [1] P. PETIT : *Caractérisation et modélisation thermique des résonateurs BAW en vue de leur intégration dans des architectures d'oscillateurs à fréquence stable*. Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2008.
- [2] Rapport trimestriel Q2 2008 de TXC corporation. <http://www.txc.com>.
- [3] H. BARKHAUSEN : *Lehrbuch der Elektronen-Rohre*. 1935.
- [4] J. IMBAUD : *Evaluation des potentialités des matériaux du type langasite pour la réalisation d'oscillateurs ultra-stables. Etude et réalisation préliminaires d'un oscillateur cryogénique*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2008.
- [5] D. W. ALLAN : Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE UFFC*, 54:221–230, 1966.
- [6] P. CURIE et J. CURIE : Développement par pression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, XCI:294–295, 1880.
- [7] G. LIPPMAN : Principe de la conservation de l'électricité. *Annales de la chimie et de la physique*, 24:145, 1881.
- [8] P. CURIE et J. CURIE : Contractions et dilatations produites par des tensions électriques dans les cristaux hémihédres à faces inclinées. *Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie des Sciences*, XCIII:1137, 1881.
- [9] J.W.S. LORD RAYLEIGH : On waves propagating along the plane surface of an elastic solid. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 17:4–11, 1885.
- [10] H. LAMB : On waves in an elastic plate. *Proceedings of the Royal Society of London*, 93(648):114–128, 1917.
- [11] R. STONELEY : The elastic waves at the interface of separation of two solids. *Proceedings of the Royal Society of London*, 106(732):416–429, 1924.
- [12] W. VOIGT : *Lehrbuch der Kristallphysik*. 1910.
- [13] W. P. MASON : Piezoelectricity, its history and applications. *Journal of the Acoustical Society of America*, 70:1561–1566, 1981.

- [14] A. BALLATO : Piezoelectricity : Old effects, new thrusts. *Proceedings of the IEEE UFFC*, 42:916–926, 1995.
- [15] R.G. KINSMAN : A history of crystal filters. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 563–570, 1999.
- [16] Site internet officiel de Nihon Dempa Kogyo Co., LTD.  
<http://www.ndk.com/en/products/index.html>.
- [17] Site internet de chez radiospares. <http://radiospares-fr.rs-online.com/web>.
- [18] Site internet officiel de Epson Toyocom.  
<http://www.epsontoyocom.co.jp/english/product/OSC/index.html>.
- [19] K. M. LAKIN et J. S. WANG : UHF composite bulk acoustic wave resonators. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 834–837, 1980.
- [20] T. W. GRUDKOWSKI, J. F. BLACK, T. M. REEDER, D. E. CULLEN et R.A. WAGNER : Fundamental Mode VHF/UHF Bulk Acoustic Wave Resonators and Filters on Silicon. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 829–833, 1980.
- [21] K. M. LAKIN, G. R. KLINE, R. S. KETCHAM, A. R. LANDIN, W. A. BURKLAND, K. T. MCCARRON, S. D. BRAYMEN et S. G. BURNS : Thin film resonator technology. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 371–381, 1987.
- [22] K.M. LAKIN, G.R. KLINE et K.T. MCCARRON : Development of miniature filters for wireless applications. *Proceedings of the IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2:883–886, 1995.
- [23] W. E NEWELL : Face-mounted piezoelectric resonators. *Proceedings of the IEEE UFFC*, 53:1305–1309, 1965.
- [24] G.D. MANSFELD, S.G. ALEKSEEV, I.M. KOTELYANSKY et Prokhorova I.G. : Development of new configurations of baw composite filter structures. *Proceedings of the IEEE Ultrasonic Symposium*, 2:1487–1490, 2003.
- [25] R.A. MOORE, J.T. HAYNES et B.R. MCAVOY : High overtone bulk resonator stabilized microwave sources. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 414–424, 1981.
- [26] K. M. LAKIN, J. S. WANG, G. R. KLINE, A. R. LANDIN, Y. Y. CHEN et J. D. HUNT : Thin film resonators and filters. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 466–475, 1982.
- [27] K. M. LAKIN, J. S. WANG et A. R. LANDIN : Aluminum nitride thin film and composite bulk wave resonators. *Proceedings of the Frequency Control Symposium*, pages 517–524, 1982.

- [28] K. M. LAKIN : Thin film resonator technology. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum*, pages 765–778, 2003.
- [29] D. GACHON : *Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de Volume dans les films minces piézoélectriques pour les Applications sources Embarquées*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2008.
- [30] B. P. OTIS et J. M. RABAEY : A 300 $\mu$ W 1.9GHz CMOS oscillator utilizing micromachined resonators. *Proceedings of the 28th European Solid-State Circuits Conference*, pages 151–154, 2002.
- [31] K.B. OSTMAN, S.T. SIPILA, I.S. UZUNOV, N.T. TCHAMOV et Tampere Univ. of Technol. Inst. of COMMUN. ENG. : Novel vco architecture using series above-ic fbar and parallel lc resonance. *Journal of Solid-State Circuits*, 41:2248–2256, 2006.
- [32] M.-A. DUBOIS, P. MURALT, H. MATSUMOTO et V. PLESSKY : Solidly mounted resonator based on aluminum nitride thin film. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1:909–912, 1998.
- [33] R. LANZ et P. MURALT : Solidly mounted BAW filters for 8 GHz based on AlN thin films. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1:178–181, 2003.
- [34] R. LANZ, M.-A. DUBOIS et P. MURALT : Solidly mounted BAW filters for the 6 to 8 GHz range based on AlN thin films. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1:843–846, 2001.
- [35] F. VANHELMONT, P. PHILIPPE, A. B. M. JANSMAN, R. F. MILSOM, J. J. M. RUIGROK et A. ORUK : A 2 GHz Reference Oscillator incorporating a Temperature Compensated BAW Resonator. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 333–336, 2006.
- [36] M. M. DRISCOLL, R. A. JELEN et N. MATTHEWS : Extremely low phase noise UHF oscillators utilizing high-overtone, bulk-acoustic resonators. *Proceedings of the IEEE Transaction on UFFC*, 39(6):774–779, 1992.
- [37] S. P. CALDWELL, M. M. DRISCOLL, S. D. STANSBERRY, D. S. BAILEY et H. L. SALVO : High-overtone, bulk acoustic resonator frequency stability improvements. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 744–748, 1993.
- [38] G. R. KLINE, K. M. LAKIN et K. T. MCCARRON : Overmoded high Q resonators for microwave oscillators. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 718–721, 1993.

- [39] R. M. WHITE et F. W. VOLTMER : Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Applied Physics Letters*, 7:314–316, 1965.
- [40] Site internet officiel de EPCOS. <http://www.epcos.fr>.
- [41] S. ANDO, K. KONAKAHARA, S. OKAMURA et T. TSUKAMOTO : Preparation of  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$  thin films by pulsed laser ablation and their characterizations Preparation of  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$  thin films by pulsed laser ablation and their characterizations. *Journal of the European Ceramic Society*, 19:1369–1372, 1999.
- [42] F. JONA et G. SHIRANE : *Ferroelectric crystals*. 1962.
- [43] L. E. MYERS : *Quasi-phased matched optical parametric oscillator in bulk periodically poled lithium niobate*. Thèse de doctorat, Stanford University, 1994.
- [44] M.H. CHOU : *Optical frequency mixers using three-wave for optical fiber communications*. Thèse de doctorat, Stanford University, 1999.
- [45] S. KIM, V. GOPALAN et A. GRUVERMAN : Coercive fields in ferroelectrics : A case study in lithium niobate and lithium tantalate. *Applied Physics Letters*, 80(18):2740–2742, April 2002.
- [46] M.E. LINES et A.M. GLASS : *Principles and applications of ferroelectrics and related materials*. 1979.
- [47] C.A. Paz de ARAUJO, J.D. CUCHIARO, L.D. McMILLAN, M.C. SCOTT et J.F. SCOTT : Fatigue-free ferroelectric capacitors with platinum electrodes. *Nature*, 374:627–629, 1995.
- [48] J.M. PEREZ-MATO, M. AROYO, A. GARCIA, P. BLAHA, K. SCHWARZ, J. SCHWEIFER et K. PARLINSKI : Competing structural instabilities in the ferroelectric Aurivillius compound  $\text{SrBi}_2\text{Ta}_2\text{O}_9$ . *Physical Review*, 70:214111.1–214111.14, 2004.
- [49] T. IKEDA : *Fundamentals of Piezoelectricity*. 1996.
- [50] J. ANGELNAULT : *La chimie, dictionnaire encyclopédique*. 1991.
- [51] A.S. MISCHENKO, Q. ZHANG, J.F. SCOTT, R.W. WHATMORE et N.D. MATHUR : Giant Electrocaloric Effect in Thin-Film  $\text{PbZr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05}\text{O}_3$ . *Science*, 311:1270–1271, 2006.
- [52] E. COURJON : *Transducteurs à domaines ferroélectriques alternés pour composants à ondes de surface appliqués au traitement du signal radio-fréquence par composants passifs*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2009.
- [53] Morgan ELECTROCERAMICS : Technical publication n238 on piezoelectricity.

- [54] W. STEICHEN et S. BALLANDRAS : Composants acoustiques utilisés pour le filtrage. *Techniques de l'ingénieur*, (E-2000), 2008.
- [55] C. RESTOIN, C. DARRAUD-TAUPIAC, J.L. DECOSSAS, J.C. VAREILLE, J. HAUDEN et A. MARTINEZ : Ferroelectric domain inversion by electron beam on  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ . *Applied Physics Letters*, 88:6665–6668, 2000.
- [56] A. FEISST et P. KOIDL : Current induced periodic ferroelectric domain structures in  $\text{LiNbO}_3$  applied for efficient nonlinear optical frequency mixing. *Applied Physics Letters*, 47:1125–1127, 1985.
- [57] A. MARTINEZ : *Convertisseur en longueur d'onde intégré sur le niobate de lithium périodiquement inversé. Étude de la génération de fréquence différence indépendante de la polarisation*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2002.
- [58] M. YAMADA et K. KISHIMA : Fabrication of periodically reversed domain structure for SHG in  $\text{LiNbO}_3$  by direct electron beam lithography at room temperature. *Electronics Letters*, 27:828–829, 1991.
- [59] H. ITO, C. TAKYU et H. INABA : Fabrication of periodic domain grating in  $\text{LiNbO}_3$  by electron beam writing for application of nonlinear optical processes. *Electronics Letters*, 27:1221–1222, 1991.
- [60] A. K. SARIN KUMAR, P. PARUCH, J.-M. TRISCONE, W. DANIAU, S. BALLANDRAS, L. PELLEGRINO, D. MARRÉ et T. TYBELL : High-frequency surface acoustic wave device based on thin-film piezoelectric interdigital transducers. *Applied Physics Letters*, 85:1757–1759, 2004.
- [61] M. YAMADA, N. NADA, M. SAITOH et K. WATANABE : First-order quasi-phase matched  $\text{LiNbO}_3$  waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. *Applied Physics Letters*, 62:435–436, 1993.
- [62] G. D. MILLER : *Periodically Poled Lithium Niobate : modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance*. Thèse de doctorat, Stanford University, 1998.
- [63] V. SHUR : Kinetics of ferroelectric domains : Application of general approach to  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *Materials Science*, 41:199–210, 2006.
- [64] V. GOPALAN, N. A SANFORD, J. A. AUST, K. KITAMURA et Y. FURUKAWA : *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*. 2000.
- [65] J. H. RO et M. CHA : Subsecond relaxation of internal field after polarization reversal in congruent  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  crystals. *Applied Physics Letters*, 77:2391, 2000.

- [66] C. MAERFELD et P. TOURNOIS : Pure Shear Elastic Surface Wave Guided by the Interface of Two Semi-Infinite Media. *Applied Physics Letters*, 19:117–118, 1971.
- [67] K.Y. HASHIMOTO, T. YAMASHITA et M. YAMAGUCHI : Highly piezoelectric shear-horizontal-type boundary waves. *Applied Physics Letters*, 36:3057–3059, 1997.
- [68] E. COURJON, N. BODIN, G. LENGAINNE, L. GAUTHIER-MANUEL, W. DANIAU, S. BALLANDRAS, P. PARUCH, J.-M. TRISCONNE et J. HAUDEN : Fabrication of periodically poled domains transducers on LiNbO<sub>3</sub>. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium and Exposition*, pages 831–834, 2006.
- [69] D. GACHON, E. COURJON, G. MARTIN, L. GAUTHIER-MANUEL, J.-C. JEANNOT, W. DANIAU et S. BALLANDRAS : Fabrication of high frequency bulk acoustic wave resonator using thinned single-crystal lithium niobate layers. *Ferroelectrics*, 362:30–40, 2008.
- [70] S. DENISSENKO, E. GAVIGNET, S. BALLANDRAS, E. BIGLER et E. CAMBRIL : Design and test of 3 ghz, fundamental mode stw resonators on quartz. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 469–475, 2002.
- [71] S. BALLANDRAS, W. DANIAU, B. GAUTIER, D. HAUDEN, M. WILM, V. LAUDE, V. RUCH et S. FLAMBART : A novel surface wave transducer based on periodically poled piezoelectric domain. *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pages 893–896, 2003.
- [72] N. TAI, T. OMORI, K.Y. HASHIMOTO et M. YAMAGUCHI : Fabrication of Si/inlaid-IDT/LiNbO<sub>3</sub> structure for acoustic boundary wave devices. *Proceedings of the 27th Symposium on Ultrasonic Electronics*, 2006.
- [73] K. YAMANOUCHI, K. IWAHASHI et K. SHIBAYAMA : Piezoelectric acoustic boundary waves propagating along the interface between SiO<sub>2</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Proceedings of the IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 25:384–389, 1978.
- [74] S. CLATOT, V. LAUDE, A. REINHARDT, M. WILM, W. DANIAU, S. BALLANDRAS, R. LARDAT et M. SOLAL : Sensitivity of interface acoustic waves to the nature of the interface. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 2:2126–2129, 2003.
- [75] C.T. PAN, P.J. CHENG, M.F. CHEN et C.K. YEN : Intermediate wafer level bonding and interface behavior. *Microelectronics and Reliability*, 45:657–663, 2005.

- [76] T. OHTSUCHI, M. SUGIMOMTO, T. OGURA, Y. TOMITA, O. KAWASAKI et K. EDA : Shock sensors using direct bonding of LiNbO<sub>3</sub> crystals. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1:331–334, 1996.
- [77] S. BALLANDRAS, T. PASTUREAUD, V. LAUDE, W. STEICHEN, W. DANIAU, R. LARDAT, M. SOLAL, J.B. BRIOT, S. CHAMALY, M. DOISY, X. PEROIX et P.A. GIRARD : Ferroelectrics materials for modern surface acoustic wave devices. *Research signpost, Trivandrum, INDE*, pages 183–197, 2003.
- [78] M.H. CHOU, J. HAUDEN, M.A. ARBORE et M.M. FEJER : 1.5-microm-band wavelength conversion based on difference-frequency generation in LiNbO<sub>3</sub> waveguides with integrated coupling structures. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 11:653–655, 1999.
- [79] A. BRUGÈRE : *Cinétique de formation et stabilité des domaines ferroélectriques créés par un Microscope à Force Atomique : Etude de films minces monocristallins de LiTaO<sub>3</sub> en vue d'applications mémoires*. Thèse de doctorat, Université de Lyon, 2011.
- [80] M.B. SCHULTZ, B.J. MATZINGER et M.G. HOLLAND : Temperature dependence of surface acoustic wave velocity on  $\alpha$ -quartz. *Applied Physics Letters*, 41:2755–2765, 1970.
- [81] G.K. MONTRESS, T.E. PARKER et D. ANDREA : Review of saw oscillator performance. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, 1:43–54, 1994.
- [82] D. M. LI, F. PAN, J. B. NIU et M. LIU : Ion bombardment-induced high orientation of al/ti films for surface acoustic wave device applications. *Journal of Electronic Materials*, 2005.
- [83] S. BALLANDRAS, R. PETIT, D. GACHON et E. COURJON : Dispositifs à ondes acoustiques d'interfaces, 2008.
- [84] B. A. AULD : *Acoustic Fields and Waves in Solids*. 1990.
- [85] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. 1996. Tome 1 : Propagation libre et guidée.
- [86] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides*. 1999. Tome 2 : Génération, interaction acousto-optique, applications.
- [87] M. WILM : *Étude et réalisation de transducteurs composites pour l'imagerie acoustique et le contrôle non-destructif*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2004.
- [88] H. ALLIK et T. J. R. HUGHES : Finite element method for piezoelectric vibration. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2:151–157, 1970.

- [89] Site internet officiel de modulef. <http://www-rocq.inria.fr/modulef>.
- [90] T. PASTUREAUD, V. LAUDE et S. BALLANDRAS : Stable scattering-matrix method for surface acoustic waves in piezoelectric multilayers. *Applied Physics Letters*, 80(14):2544–2546, 2002.
- [91] A. REINHARDT, T. PASTUREAUD, S. BALLANDRAS et V. LAUDE : Scattering matrix method for modeling acoustic waves in piezoelectric, fluid, and metallic multilayers. *Journal of Applied Physics*, 94(10):6923–6931, 2003.
- [92] W. R. CAMPBELL, J. J. and Jones : A method for estimating optimal crystal cuts and propagation directions for excitation of piezoelectric surface waves. *Proceedings of the IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 15(4):209–217, 1968.
- [93] B. LANDOLT : *Crystal and solid state physics*, volume 11 de *Landolt-Börnstein : Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - New Series*. 1979.
- [94] ANSI/IEEE : *Standard on Piezoelectricity*. 1996.
- [95] G. KOVACS, M. ANHORN, H. E. ENGAN, G. VISINTINI et C. C. W. RUPPEL : Improved material constants for LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 435–438, 1990.
- [96] A. JHUNJHUNWALA, J.F. VETELINO, D. HARMON et W. SOLUCH : Theoretical examination of surface skimming bulk waves. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 670–674, 1978.
- [97] E. COURJON, N. COURJAL, W. DANIAU, Lengaigne G., L. GAUTHIER-MANUEL, S. BALLANDRAS et J. HAUDEN : Lamb wave transducers built on periodically poled Z-cut LiNbO<sub>3</sub> wafers. *Journal of Applied Physics*, 102, 2007.
- [98] S. BALLANDRAS, R. LARDAT, M. WILM, T. PASTUREAUD, A. REINHARDT, N. CHAMPAVERT, W. STEICHEN, W. DANIAU, V. LAUDE, R. ARMATI et G. MARTIN : A mixed finite element/boundary element approach to simulate complex guided elastic wave periodic transducers. *Journal of Applied Physics*, 105:014911–014911–10, 2009.
- [99] Y. FUSERO : *Étude théorique et expérimentale de dispositifs à ondes de surface à haute vitesse et fort couplage : application aux filtres télécoms haute fréquence*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2001.
- [100] H. YU, W. PANG, H. ZHANG et E. S. KIM : Ultra Temperature-Stable Bulk-Acoustic-Wave Resonators with SiO<sub>2</sub> Compensation Layer. *Proceedings of the IEEE UFFC*, 54:2102–2109, 2007.

- [101] L. E. MYERS et W. R. BOSENBERG : Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33:1663–1672, 1997.
- [102] R. F. WOLFFENBUTTEL : Low-temperature intermediate Au-Si wafer bonding ; eutectic or silicide bond. *Sensors and Actuators A : Physical*, 62:680–686, 1998.
- [103] G. RAINER DOHLE, J. J. CALLAHAN, K. P. MARTIN et T. J. DRABIK : A new bonding technique for microwave devices. *Proceedings of the IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology*, 19(1):57–63, 1996.
- [104] K. TANAKA, T. KONISHI, M. IDE et S. SUGIYAMA : Wafer bonding of lead zirconate titanate to Si using an intermediate gold layer for microdevice application. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 16:815–820, 2006.
- [105] I. PEREZ-QUINTANA, G. OTTAVIANI, R. TONINI, L. FELISARI, M. GARAVAGLIA, L. OGGIONI et D. MORIN : An aluminum-germanium eutectic structure for silicon wafer bonding technology. *Physica Status Solidi*, 2:3706–3709, 2005.
- [106] D. HERMELIN : *Modélisation de dispositifs á ondes élastiques de surfaces en milieu contraint mécaniquement et applications*. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2010.
- [107] I. D. MARINESCU : *Handbook of Lapping And Polishing*. 2006.
- [108] Site internet officiel de « Dedienne Group ». <http://www.dedienne.com/FR/usagePrecision/finition-polissage.las>.
- [109] F. LAERME, A. SCHILP, K. FUNK et M. OFFENBERG : Bosch deep silicon etching : improving uniformity and etch rate for advanced MEMS applications. *Proceedings of the IEEE on Micro Electro Mechanical Systems*, 17–21:211–216, 1999.
- [110] X. MELLHAOUI : *Mécanismes physico-chimiques dans le procédé de gravure plasma du Silicium*. Thèse de doctorat, Université d’Orléans, 2006.
- [111] S. QUESTE : La gravure sèche profonde. *Annales françaises des microtechniques et de chronométrie*, 78:43–53, 2008.
- [112] J. S. DANIEL : *Micro-usinage des matériaux monocristallins*. 1998.
- [113] Site internet d’une étude de l’évolution de la croissance de l’oxyde natif sur silicium. <http://aime.vareille.pagesperso-orange.fr/pages/ellipsometrie/mesures.html>.

- [114] Site internet officiel de l'entreprise lamplan spécialisée dans le rodage et polissage. <http://www.polishing-technology.com>.
- [115] S. BENCHABANE, G. ULLIAC, O. GAIFFE, R. SALUT, Y. ACHAOUI et V. LAUDE : Hypersonic phononic crystal for surface acoustic waves. *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 158–161, 2004.
- [116] Site internet officiel de rohde-schwarz. <http://www2.rohde-schwarz.com>.
- [117] J. RUTMAN et F.L. WALLS : Characterization of frequency stability in precision frequency sources. *Proceedings of the IEEE UFFC*, 79:952–960, 1991.
- [118] Site de la documentation technique du compteur de fréquence agilent. <http://www.home.agilent.com/agilent/product.jsp?nid=-33788.536880943.00&lc=fr&cc=FR>.
- [119] Site officiel de morgan technical ceramics. [www.morganelectroceramics.com](http://www.morganelectroceramics.com).
- [120] C. ANG et Z. YU : dc electric-field dependence of the dielectric constant in polar dielectrics : Multipolarization mechanism model. *Journal of Applied Physics*, 2004.
- [121] T. FURUKAWA et N. SEO : Electrostriction as the origin of piezoelectricity in ferroelectric polymers. *Journal of Applied Physics*, 29:675–680, 1990.
- [122] F. BASSIGNOT, S. BALLANDRAS, G. ULLIAC, E. COURJON et B. GUICHARDAZ : Transducteurs à polarisation ferroélectrique périodique pour l'excitation d'ondes élastiques guidées dans des structures verticales micro-usinés, 2011.

## Résumé

Ce mémoire présente l'étude et la fabrication de résonateurs sur guide d'ondes exploitant des substrats composites à base de matériau ferroélectrique polarisé périodiquement capables de répondre aux besoins de sources hautes fréquences dont les caractéristiques sont compatibles avec les applications concernées (détection radar). L'idée consiste à utiliser un guide d'ondes fondé sur un Transducteur à domaines ferroélectriques Polarisés Périodiquement (TPP) réalisé sur un substrat ferroélectrique mono-cristallin tel que le niobate ou le tantalate de lithium, placé entre deux substrats mono-cristallins permettant le guidage d'ondes sans pertes.

Plusieurs dispositifs ont été fabriqués avec succès. Tout d'abord, des TPPs de différentes périodes (de 200 à 5  $\mu\text{m}$ ) ont été réalisés permettant l'excitation d'ondes élastiques de 30 MHz à 1,3 GHz. Ensuite, un oscillateur à 131 MHz stabilisé par un résonateur sur guide d'ondes a vu le jour avec des caractéristiques encourageantes. En effet, un palier de bruit de phase a été mesuré à -165 dBc/Hz à 100 kHz de la porteuse avec une puissance en entrée du résonateur de 2 mW et une stabilité de fréquence court terme de  $10^{-9}$  (oscillateur non thermostaté avec une dérive en température du résonateur de -50 ppm/K). D'autres résonateurs sur guide d'ondes exploitant des TPPs amincis à une trentaine de microns ont permis de mettre en évidence l'excitation d'un mode pur spectralement avec une dérive thermique avoisinant celle des matériaux de guidage (soit -30 ppm/K avec du silicium). Enfin, un nouveau système fondé sur des barreaux polarisés périodiquement est présenté. Il se caractérise par ses propriétés remarquables et notamment avec l'excitation d'ondes à vitesse de phase supérieure à  $10000 \text{ m.s}^{-1}$  et présentant des coefficients de couplage électromécanique de plus de 10 % capable de répondre à des applications de filtrage large bande pour la téléphonie mobile.

**Mot-clés :** Résonateurs, Guide d'ondes acoustique, Transducteur polarisé périodiquement, Oscillateurs, Bruit de phase, Stabilité de fréquence, Couplage électromécanique.

---

## Abstract

This work consists of studying and fabricating waveguide resonators exploiting composite substrates with periodically poled ferroelectric materials capable of meeting the need of high-frequency sources for the concerned applications (radar detection). The idea consists of using a waveguide based on a Periodically Poled Transducer (PPT) realized on a ferroelectric single-crystal substrate such as lithium niobate or tantalate inserted between two single-crystal substrates allowing the guidance of waves without losses.

Several devices have been successfully fabricated. First of all PPTs on lithium niobate and tantalate have been fabricated with transducers of different periods allowing the excitation of elastic waves of 30 MHz to 1,3 GHz. Then an oscillator stabilized by a waveguide resonator operating at 131 MHz appeared with encouraging characteristics. A phase noise has then been measured at -165 dBc/Hz at 100 kHz from the carrier with an input power of 2 mW and a frequency stability of  $10^{-9}$  (oscillator without temperature compensation and with a -50 ppm/K resonator temperature drift). Other resonators on waveguides exploiting thinned PPTs (around thirty microns) allowed the excitation of only one contribution with a thermal sensibility equal to the one of the guiding materials (-30 ppm/K for silicon). Finally a new system based on a periodically poled bridge is presented. It is characterized by its remarkable properties in particular the excitation of waves with phase velocity higher than  $10000 \text{ m.s}^{-1}$  and presenting electromechanical coupling coefficients of more than 10 % able to answer applications of wide filtering for the mobile telephony.

**Key words :** Resonators, Acoustic waveguides, Periodically poled transducer, Oscillator, Phase noise, Frequency stability, Electromechanical coupling.