



HAL
open science

Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de Volume dans les films minces piézoélectriques pour les Applications sources Embarquées

Dorian Gachon

► **To cite this version:**

Dorian Gachon. Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de Volume dans les films minces piézoélectriques pour les Applications sources Embarquées. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Franche-Comté, 2008. Français. NNT: . tel-00578568

HAL Id: tel-00578568

<https://theses.hal.science/tel-00578568>

Submitted on 21 Mar 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

présentée 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

**Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de
Volume dans les films minces piézoélectriques pour
les Applications sources Embarquées**

par

Dorian GACHON

Soutenue le 30 octobre 2008 devant la commission d'examen :

Directeur de thèse

S. BALLANDRAS DR2 Institut FEMTO-ST, Besançon

Rapporteurs

D. CROS Professeur, Faculté des Sciences de Limoges
E. DEFAY Ingénieur HDR, CEA-LETI, Grenoble

Examineurs

B. DULMET HDR, Professeur a l'ENSMM, Besançon
D. HAUDEN Professeur a Université de Franche-Comté
D. ALBRECHT Ingénieur DGA
R. PETIT Ingénieur DGA
L. RIGAUDEAU Ingénieur CNES

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Sylvain Ballandras. Ses conseils, sa bonne humeur et son enthousiasme à chaque nouvelle mesure de dispositifs ont été des sources inépuisables de motivation et d'encouragements. Je le remercie également pour les excellents moments passés lors des déplacements (toujours le pc sur les genoux, à la recherche permanente de prises électriques).

Cette thèse doit beaucoup à la Délégation Générale pour l'Armement, et notamment à Didier Albrecht, Roger Petit et Jean-Marc Lesage, ingénieurs à la DGA. Je les remercie pour leur suivi tout au long de ces trois années, de m'avoir fait confiance ainsi que d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude envers les membres du jury qui ont bien voulu examiner ce mémoire :

M. Dominique Cros, Professeur à l'Université de Limoges, ainsi que M. Emmanuel Defaÿ, ingénieur HDR au CEA LETI, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse;

M. Daniel Hauden, Professeur à l'Université de Franche Comté, pour avoir bien voulu examiner ces travaux de thèse;

M. Lætitia Rigaudeau, Ingénieur au CNES à Toulouse, pour avoir consacré une partie de son temps à examiner cette thèse;

Je tiens à remercier à double titre M. Bernard Dulmet, Professeur à l'ENSMM, directeur du Département Temps-Fréquence de l'Institut FEMTO-ST pour m'avoir accueilli dans son laboratoire durant la seconde partie de ma thèse et pour m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je souhaite également remercier M. Daniel Chebance qui était en charge du contrat CNES sur l'étude des filtres, pour sa confiance.

Je tiens à remercier M. Bernard Cretin, Professeur à l'ENSMM ainsi que Vincent Laude, Directeur de Recherche CNRS de m'avoir accueilli au sein du LPMO au début de ma thèse.

Je tiens à remercier le « Staff Techno » sans qui je n'aurai obtenu les résultats présents dans ce manuscrit : Jean-Yves (chanteur de salle blanche), Valérie (la bonne humeur au quotidien et droguée au Nutella), Roland (fournisseur officiel de superbes images MEB, et accessoirement de beaujolais), Gwenn (compagnon de chambrée au Hilton d'Honolulu), Samuel (mais non je te dis qu'il n'y a pas de moustiques à Montpellier !), Laurent R. (qui m'a formé à la litho), Ludo pour les

nombreuses heures devant la polisseuse, Denis, Blandine, Hicham Majjad pour m'avoir transmis ses connaissances sur la manipulation des wafers de LiNbO_3 et Gwladys pour m'avoir initié au wafer-bonding.

Merci aussi à tout le personnel du LPMO, Joëlle pour m'avoir ouvert les nombreuses fois où j'ai oublié mon badge et qui me fournissait en bonbons Haribo, Fathia pour l'efficacité des retours de missions, Yannick toujours de bonne humeur même après des bonding difficiles et Jean-Claude Baudouy pour m'avoir emmené au BUC Plongée.

Je souhaite remercier les membres fondateurs de l'association ATTOME, je garde un excellent souvenir des réunions qui n'en finissaient jamais où l'on discutait de chaque mot employé durant la rédaction des statuts.

Je remercie les membres du « groupe A » des doctoriales DGA. Je garde un souvenir ému de cette fameuse semaine en baie d'Agay.

Durant ces quelques années bisontines, j'ai collaboré avec de nombreuses personnes que je remercie énormément et sincèrement :

Alex qui m'a initié aux FBAR, Jay mon collègue de HBAR, Stan (« Sylvain, tu peux répondre? »), Émilie pour organiser les déplacements en conférence (vive le collage or/or !!!), Lamia, l'improbable Dam's, Sarah (qui chauffait le bureau en lançant des simulations avec son laptop), Seb E., Damien (adorateur de Chuck Norris), Gaël (Bricolo de la salle blanche) et Nolwenn, Mike (fan de jazz manouche), Will qui m'a converti à Suse, Jean-Michel pour les conversations scientifiques devant le fer à souder, Julien et Thierry, Hanane, Carlos (encore merci pour cette visite sur le campus de l'X), John qui est passé sous linux juste pour être root, Adel, Rodolphe et Gino.

Je remercie ma Caroline chérie (et Marius), de m'accompagner dans la vie de tous les jours, son soutien permanent, sa gentillesse et sans que je n'en serais pas là aujourd'hui.

Enfin, je remercie ma famille, mes parents qui ont suivi avec intérêt mes travaux, qui m'ont toujours soutenu et qui ont fait le déplacement pour la soutenance. Je pense également à mon frère Stéphane et toute sa troupe ainsi qu'à ma sœur Laurianne.

Table des matières

Introduction.....	7
Chapitre1. Résonateurs à Ondes Acoustiques de Volume pour les applications haute fréquence.....	11
1.Premières applications de la piézoélectricité.....	11
2.Résonateurs piézoélectriques.....	12
3.Résonateurs à quartz.....	14
4.Résonateurs à ondes de surfaces.....	17
4.1. Ondes de surfaces.....	17
5.Résonateurs à ondes de volume utilisant des couches minces.....	19
5.1.Les Résonateurs FBAR.....	20
5.2.Résonateurs à miroirs de bragg (SMR).....	24
5.3.Résonateurs composites à mode harmonique élevé (HBAR).....	25
6.Oscillateur.....	26
6.1.Éléments constitutifs d'un oscillateur.....	27
6.2.Différentes topologies d'oscillateurs.....	28
6.3.Instabilités de fréquence.....	29
7.Les Systèmes radars haute sensibilité.....	35
8.Conclusion.....	37
Chapitre2. Résonateurs à Ondes de Volume R.F.....	39
1.Conception et réalisation de résonateurs FBAR utilisant une couche mince piézoélectrique monocristalline.....	40
1.1.Réalisation technologique.....	40
1.2.Caractérisation des résonateurs FBAR.....	42
2.Conception et réalisation de résonateurs HBAR utilisant une couche mince piézoélectrique monocristalline sur silicium.....	45
3.Conception et réalisation de résonateurs HBAR sur substrat de haute qualité acoustique.....	51

4.Expérimentation de différentes formes géométriques d'électrodes.....	56
Conclusion.....	61
Chapitre3. Compensation en température des résonateurs.....	63
1.Principe de base et exemples de mise en œuvre.....	63
2.Rappel du principe de calcul des effets de température.....	66
3.Sensibilité thermique des ondes de volume dans le quartz.....	69
4.Analyse exhaustive des configurations retenues : Niobate sur quartz.....	72
5.Mesures des résonateurs niobate/quartz à ondes de cisaillement.....	84
6.Conclusion.....	86
Chapitre4. HBAR : Applications aux filtres.....	87
1.Couplage électrique des résonateurs.....	87
1.1.Les Filtres en échelle (Ladder)	87
1.2.Les filtres en treillis	90
2.Couplage mécanique des résonateurs.....	91
2.1.Les Filtres SCF.....	91
3.Prototypes de filtres à résonateurs à modes harmoniques.....	93
3.1.Eléments de filtres en échelle.....	93
3.2.Eléments de filtres par couplage transverse.....	97
Conclusion.....	109
Chapitre5. Intégration et oscillateurs.....	111
1.Mise en boîtier des résonateurs.....	111
2.Synthèse des résultats obtenus et positionnement par rapport à l'état de l'art.....	113
2.1.Caractérisation d'oscillateurs dans la bande 500 MHz – 2 GHz.....	113
2.2.Oscillateur à résonateurs quadripôles.....	116
2.3.Synthèse d'oscillateurs à 5 et 10 GHz.....	119
3.Conclusion.....	120
Conclusion.....	121
Annexe A . Expressions des coefficients de couplage pour divers modes de vibration....	125

Annexe B . Orientations cristallines.....	129
Bibliographie.....	135

Introduction

Le mot RADAR, à la fois acronyme et palindrome, a été adopté relativement tard, bien après que le système qu'il désigne soit lui-même largement répandu à travers le monde. Mais il a rencontré très vite un succès général, qui l'a fait entrer aujourd'hui dans la quasi totalité des langues parlées sur terre. Sa première officialisation a fait l'objet aux États-Unis, le 19 novembre 1940, d'une note de l'amiral H.-R. Stark, chef des opérations navales de l'US navy.

Qu'est ce que le radar?

Une définition simple...

Comme point de départ, le plus simple est de s'en remettre au dictionnaire.

Le Robert par exemple, nous dira :

« Radar – procédé ou appareil de détection qui fonctionne en émettant un faisceau d'ondes électromagnétiques très courtes et en recevant son écho »

Cette définition est plutôt minimaliste: elle limite la fonctionnalité du système à la détection, alors qu'on pourrait y ajouter la localisation et la mesure de vitesse, qui ont sans doute autant d'importance. Mais elle a le mérite de dire le principal, en dégageant bien les deux principes essentiels du procédé : la détection par écho d'une part, et l'utilisation d'ondes électromagnétiques pour obtenir cet écho d'autre part. Bien avant d'avoir reçu son nom de baptême, le radar naît le jour où l'on a simplement imaginé d'associer ces deux principes.

Pris indépendamment l'un de l'autre, ils avaient déjà conduit à d'autres applications, qui ne sont pas réellement du radar. Ainsi, les naturalistes avaient découvert que certains mammifères – les cétacés ou chauves-souris – pratiquaient, avec un très haut degré de perfectionnement, le principe de la détection par écho, fonction pour laquelle a été forgé le terme d'écho-location. En l'occurrence, il s'agissait d'ondes acoustiques : selon notre définition, ce n'est donc pas du radar.

L'homme est apparemment le seul à avoir imaginé d'émettre des ondes électromagnétiques. Lui-même ne les a découvert que de façon somme toute très récente, pour les appliquer d'abord aux transmissions radio. Ce n'est que lorsqu'il imagine d'en utiliser l'écho qu'on peut véritablement parler de radar.

... en trois idées complémentaires

À partir de là, on pourrait être tenté de dire que tout le reste est affaire de mise en application et de perfectionnement technologique. L'histoire du radar s'est faite en ajoutant progressivement à ce

concept de base quelques nouvelles idées, qui l'enrichiront, sans jamais altérer la définition de départ, pour conduire à ce que certains aujourd'hui taxeraient de « Radar moderne ». Dressons en la liste.

Selon le premier principe, il est préférable de concentrer toute l'énergie fournie par l'émetteur dans la direction que l'on vise pour obtenir un écho discernable. Cette concentration en faisceaux directifs est obtenue en focalisant l'onde émise par des antennes, exactement à la façon dont un miroir concave focalise un faisceau lumineux. Bien entendu, on en bénéficie deux fois si la même opération est effectuée à l'émission et à la réception. Une conséquence, toute aussi importante que l'objectif premier, est que le faisceau donnera par la direction dans lequel il est pointé un premier élément de localisation de la cible.

La seconde idée est intervenue un peu plus tardivement, sans doute pour des raisons d'abord technologiques. C'est pourtant bien cette idée qu'utilisent depuis toujours les chauve-souris ! Elle consiste à émettre non pas une onde continue, mais une impulsion très brève. Ici encore l'avantage est double : si l'on sait concentrer dans cette impulsion toute l'énergie disponible, on accentue d'autant la force de l'écho, et donc sa détectabilité. Mais surtout, en mesurant le retard entre l'instant d'émission de l'impulsion et le retour de l'écho, on dispose d'une indication sur la distance de la cible. En l'associant à la mesure angulaire, on aboutit à une localisation complète dans l'espace à trois dimensions.

La troisième idée est moins intuitive, mais elle repose sur un phénomène physique bien connu, depuis que le physicien autrichien Christian Doppler l'avait mis en évidence sur des ondes sonores en 1842, et que le français Hippolyte Fizeau l'avait observé six ans plus tard sur la lumière : cet effet Doppler-Fizeau se traduit par une variation apparente de la fréquence d'une onde lorsqu'elle est émise par une source en mouvement (ou, à l'inverse, lorsqu'elle est captée par un observateur en mouvement). Un radar observant une cible mobile est bien entendu soumis au même effet, simplement doublé par le fait du trajet aller-retour de l'onde. Mesurer ce décalage permet de connaître la vitesse de la cible, avec ici encore un avantage subsidiaire : il permet de trier les cibles mobiles, parmi les échos fixes, dont la seule contribution est le plus souvent de brouiller l'image radar (raison pour laquelle les spécialistes les qualifient de « fouillis »).

Cette dernière idée met en évidence la nécessité d'avoir un circuit électronique générant une onde dont la fréquence ne varie pas. Ce manuscrit présente des solutions permettant d'améliorer les caractéristiques des oscillateurs en agissant sur la conception du résonateur.

Ces travaux de thèse ont été financés par la Délégation Générale pour l'Armement et se sont déroulés dans le cadre d'une collaboration entre les Instituts FEMTO-ST, XLIM, la société TEMEX, et également soutenue par le CNES (Centre National d'Études Spatiales).

Dans le premier chapitre, nous nous intéresserons à l'état de l'art des résonateurs acoustoélectriques

utilisant les ondes de volumes en présentant les résonateurs à quartz, puis ceux utilisant des couches minces piézoélectriques. Nous apporterons quelques définitions concernant les oscillateurs et leur stabilité en fréquence.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons la solution HBAR (High-overtone Bulk Acoustic Resonator) qui nous a particulièrement intéressé. Nous montrerons la conception, la réalisation et la caractérisation de tels résonateurs. Au travers des résultats acquis au cours de cette thèse, nous montrerons l'intérêt d'utiliser des couches minces piézoélectriques monocristallines.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons une nouvelle méthode de compensation des effets de température pour les résonateurs HBAR. Cette solution sera décrite avec une analyse théorique exhaustive des différentes configurations, puis la réalisation de résonateurs compensés en température.

Le quatrième chapitre sera dédié à l'étude de la capacité des HBAR à répondre aux applications filtres de fréquence. Nous proposerons une solution originale concernant la réalisation de filtres utilisant des résonateurs de type HBAR puis nous présenterons les réalisations effectuées, et les caractérisations de filtres obtenues dans ce cas.

Le cinquième et dernier chapitre terminera ce manuscrit par l'application des résonateurs dans des oscillateurs. Les propriétés de ces derniers seront analysées puis nous regarderons la possibilité à terme de mise en oeuvre industrielle de telles solutions.

Enfin, nous conclurons ces travaux et fournirons des perspectives de poursuite de cette étude.

Chapitre1. Résonateurs à Ondes Acoustiques de Volume pour les applications haute fréquence

Avant d'entrer dans le vif du sujet, nous allons tout d'abord introduire dans ce chapitre des notions développées et utilisées tout au long de ce manuscrit. Elles concernent principalement les composants à ondes acoustiques de volume, et plus précisément ceux dédiés aux applications radiofréquences de 2 à 10 GHz. Dans un premier temps, nous présenterons l'utilisation d'ondes élastiques dans des matériaux piézoélectriques pour des applications temps-fréquence, et principalement la réalisation de résonateurs. Nous passerons ensuite en revue l'utilisation d'oscillateurs dans les systèmes radars. Enfin, une fois que ces bases auront été posées, nous décrirons les composants qui nous intéressent tout particulièrement : les résonateurs à ondes acoustiques de volume à base de couches minces piézoélectriques (Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonators, ou FBAR), qui emploient des structures dérivées des composants à ondes de volume classiques.

1. Premières applications de la piézoélectricité

En 1880, les frères Pierre et Jacques Curie mettent en évidence que, dans certaines classes cristallines, l'application de contraintes sur le cristal entraîne l'apparition de charges électriques à sa surface (effet piézoélectrique direct), puis inversement, que l'application d'un champ électrique génère des déformations du cristal (effet piézoélectrique indirect) [1][2]. Cette découverte ouvre la voie à la génération maîtrisée d'ondes élastiques, dont les mécanismes de propagation ont été étudiés de façon contemporaine par des géophysiciens : ondes de surface par Lord Rayleigh [3], ondes de plaques par Lamb, ondes d'interface par Stoneley. La première application de cet effet piézoélectrique est la réalisation d'une balance à quartz : la fréquence de vibration d'un cristal est modifiée par l'effet d'inertie (on dit aussi de charge) d'une masse déposée à sa surface, et permet donc de mesurer cette dernière directement.

Cependant, le véritable essor des composants piézoélectriques n'a lieu qu'au cours de la première guerre mondiale. Avec les progrès de l'électronique, notamment l'apparition d'amplificateurs, et la nécessité militaire de pouvoir détecter des sous-marins allemands immergés, Paul Langevin conçoit un système passif permettant la détection d'obstacles à partir de l'écho qu'ils renvoient. Le premier SONAR [SOund Navigation And Ranging] est développé en parallèle aux États Unis et en Angleterre en 1918. Le principe est de générer par un transducteur une onde élastique dans l'eau et de capter en retour l'écho renvoyé par un objet distant. Depuis, le principe est resté inchangé, les

progrès ayant surtout été réalisés au niveau de la conception des transducteurs eux-mêmes (nouvelles architectures de transducteurs, utilisation de matériaux magnétostrictifs générant des puissances acoustiques beaucoup plus importantes que les matériaux piézoélectriques), et au niveau du traitement du signal. Peu avant la seconde guerre mondiale, avec la possibilité de concevoir des circuits électroniques plus rapides, le principe a été transposé aux ondes électromagnétiques et a donné naissance au RADAR [RADio Detection And Ranging].

Le développement de ce dernier a entraîné le besoin en composants de traitement analogique du signal. Les composants les plus simples dédiés à ces applications sont les lignes à retard, qui génèrent un déphasage du signal en exploitant la propagation d'ondes acoustiques. Du fait du rapport de vitesses entre celles-ci et les ondes électromagnétiques (de l'ordre de 10^5), l'exploitation des premières permet de réduire considérablement la longueur des lignes à retard. Au départ, ces lignes utilisaient des ondes de volume, excitées puis captées par deux transducteurs situés de part et d'autre d'un milieu de propagation. Pour des applications haute fréquence (au delà de 1 GHz), des couches d'oxyde de zinc (ZnO) sont utilisées pour générer et détecter des ondes longitudinales dans un monocristal de corindon, avec un meilleur rendement de conversion électromécanique que le quartz. La conception de ces dispositifs est représentée sur la figure 1.1.

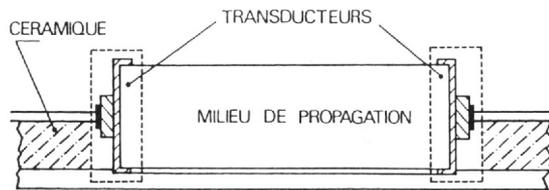


Figure 1.1: Structure d'une ligne à retard à ondes de volume (d'après [4])

2. Résonateurs piézoélectriques

La plupart des composants passifs pour le traitement du signal emploient plutôt des ondes stationnaires piégées dans des cavités acoustiques, ce qui permet la formation de résonateurs. 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 présenté en figure 1.2, où C_0 représente la capacité statique due aux phénomènes purement électriques présents dans la cavité, et R_1 , L_1 et C_1 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.

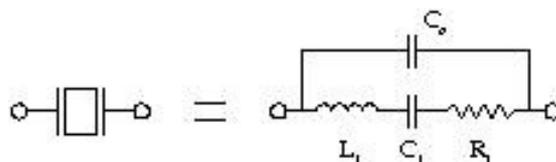


Figure 1.2.: Schéma électrique équivalent à un résonateur (d'après [5]).

Les caractéristiques électriques d'un résonateur piézoélectrique sont représentées sur la figure 1.3. On peut y définir deux fréquences de prime intérêt :

- 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.

L'écart entre ces deux fréquences est caractéristique uniquement du couplage piézoélectrique du mode de vibration excité. De ce fait, il n'est que peu 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. L'expression des coefficients de couplage pour les modes les plus usités est décrite dans l'annexe A . Il faut cependant noter que le couplage électromécanique ne possède qu'une définition énergétique : il s'agit du rapport entre l'énergie électromécanique emmagasinée dans le résonateur et la somme des énergies mécanique (due aux contraintes emmagasinées et aux déformations du solide piézoélectrique) et électrique (due à l'accumulation de charges et au maintien d'un champ électrique dans le diélectrique). Chaque mode de vibration ayant des caractéristiques énergétiques différentes, il est finalement impossible de fournir une relation liant écart entre résonance et antirésonance et couplage électromécanique valable pour tous les types de résonateurs piézoélectriques. De même, dans l'annexe A nous fournissons des expressions des coefficients de couplage dépendant des propriétés élastiques, électriques et piézoélectriques des matériaux. Ces expressions sont cependant différentes d'un mode de vibration à l'autre. Tout cela fait du coefficient de couplage une notion en pratique assez mal définie bien qu' utilisée systématiquement, qu'il faut redéfinir pour chaque type de résonateur. On notera enfin que ces définitions sont surtout valable si les modes de la structure sont bien séparés les uns des autres et qu'ils n'interagissent pas.

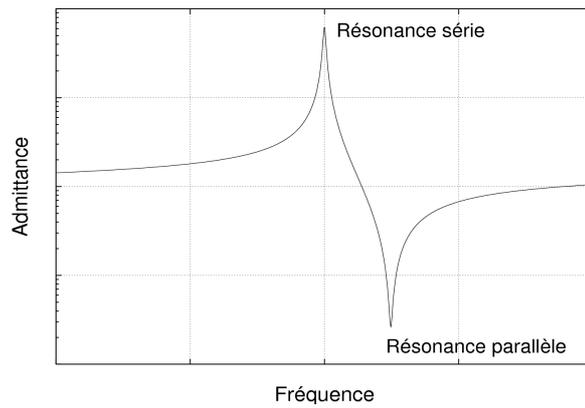


Figure 1.3.: parties réelle et imaginaire de l'admittance

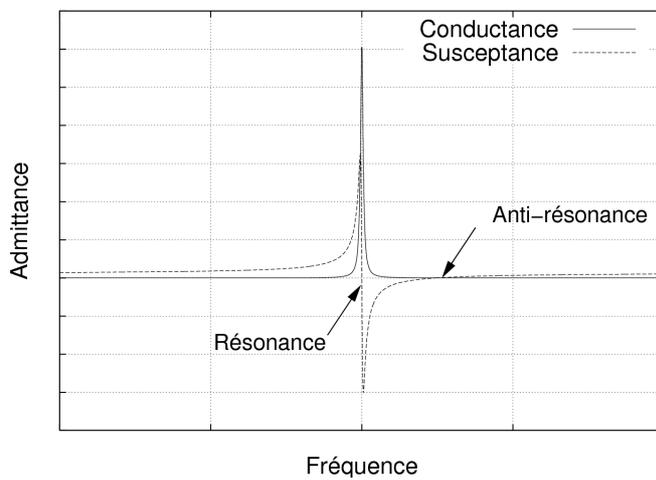


Figure 1.4: Réponse électrique d'un résonateur piézoélectrique : module en échelle logarithmique.

On définit également un coefficient de qualité 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.

Dans sa forme la plus simple, un résonateur à ondes de volume se présente comme un cristal piézoélectrique métallisé sur deux de ses faces. Les interfaces naturelles air/piézoélectrique ou air/métal forment un miroir acoustique efficace pour permettre la réflexion des ondes élastiques, même si une infime partie de l'énergie est dissipée sous forme de rayonnement dans l'air ou perdue par conversion de mode.

3. Résonateurs à quartz

Les premières plaques utilisées pour réaliser des résonateurs étaient des plaques de quartz de coupe X (annexe B : normes IEEE standard 176), vibrant sur un mode de compression d'épaisseur. Cette coupe s'est cependant rapidement révélée sensible à la température. Des coupes cristallines présentant des sensibilités moindres ont donc été cherchées. La coupe AT, obtenue par rotation de la plaque de $35,15^\circ$ autour de l'axe cristallographique X, présente une dérive en température au second ordre uniquement autour de la température ambiante : elle est donc peu sensible à la température, ce qui fait qu'elle est toujours utilisée actuellement. Sur cette coupe ainsi que sur la coupe BT, seul un type d'ondes transverse est couplé piézoélectriquement (lente pour la coupe AT, rapide pour la coupe BT). Dans les années 1980, d'autres coupes sont apparues, obtenues par deux rotations successives autour des axes cristallographiques. Ces dernières, notées FC, IT ou SC, présentent une dérive en température du troisième ordre uniquement, mais autour d'une température plus élevée que la température ambiante (55°C pour la coupe FC, voire 95°C pour la coupe SC).

Les résonateurs à quartz prennent en général la forme de barreaux de section carrée, rectangulaire (pour les modes d'élongation) ou circulaire (pour les modes de flexion) ou de plaques (pour les vibrations en cisaillement d'épaisseur). Ces modes de vibration, les coupes cristallines à partir desquelles ils peuvent être générés, ainsi que les gammes de fréquence dans lesquelles ils sont utilisés (pour des épaisseurs de substrat standards), sont présentés le tableau 1.

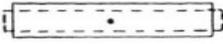
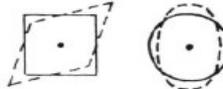
Coupe	Mode de vibration	Déformée	Fréquences
XY, NT	Flexion		1 à 100 kHz
X, X+5°	Élongation		50 à 200 kHz
CT, DT	Cisaillement de surface		150 à 800 kHz
AT, BT, FC, SC	Cisaillement d'épaisseur		1 à 300 MHz

Tableau 1: Modes de vibration des résonateurs à quartz (d'après [4]).

Un des problèmes majeurs de ces résonateurs est l'agencement de leur support. Lors de leur mise en boîtier, les cristaux de quartz doivent être maintenus mécaniquement sans que cela perturbe les vibrations. En 1965, Newell [6] décrit un moyen de transformer l'impédance acoustique du substrat sur lequel est monté un résonateur, de manière à ce qu'elle soit proche de celle de l'air ou du vide. Pour cela, Newell propose d'empiler des lames quart d'onde de matériaux ayant des impédances acoustiques très différentes au-dessus du substrat. De cette manière, une impédance très faible peut être obtenue, et la vibration du résonateur n'est pas modifiée par le support. A l'inverse, une

impédance très grande peut être obtenue, de manière à bloquer les mouvements mécaniques du solide piézoélectrique. Pratiquement, les ondes acoustiques générées dans le résonateur sont réfléchies par un réseau de Bragg, ce qui empêche le résonateur de rayonner dans son support. Un autre effet intéressant de ce réseau réflecteur est, comme l'a démontré Newell, qu'il rend également la structure complète plus rigide, et de ce fait diminue l'amplitude des déformations liées à des modes de plaque, et donc par conséquence également l'amplitude des résonances parasites provoquées par ces modes. Cette idée n'a en pratique pas beaucoup été mise en oeuvre, car elle impose de coller ensemble un certain nombre de plaques tout en garantissant un très bon contact mécanique. Cette invention est tout de même à noter, car elle sera réutilisée dans certaines catégories de résonateurs à très haute fréquence [7].

En pratique, les résonateurs sont suspendus par des ressorts placés aux points nodaux représentés dans les figures du tableau 1. Les géométries des résonateurs sont étudiées et le mode de cisaillement d'épaisseur est en général utilisé pour améliorer le facteur de qualité des résonateurs. Les plaques sont biseautées, ou bien une (ou deux) de leurs faces est (sont) usinée(s) de manière à fournir une surface convexe, ce qui force géométriquement le confinement de l'énergie acoustique au centre du résonateur, et permet une fixation par les bords de la plaque.

En 1977, Besson présente une architecture de suspensions qui va, par la suite, permettre de fabriquer les résonateurs sur quartz présentant les plus forts coefficients de qualité [8] : la partie centrale, la seule à vibrer sur un mode SC, est supportée par quatre ponts, comme représenté sur la figure 1.5. La structure est réalisée de manière monolithique, par usinage ultrasonore ou chimique d'un disque cristallin. Les ponts sont orientés dans les directions de sensibilité aux contraintes minimales. La coupe est choisie de façon à rendre le résonateur peu sensible à toute erreur. La stabilité de la résonance a encore été améliorée en ne déposant plus les électrodes sur le quartz, mais sur le boîtier lui-même, de part et d'autre du résonateur. L'intervalle entre le quartz et les électrodes n'est que de quelques microns, de sorte que le champ électrique généré dans le quartz ne soit pas modifié par rapport à un résonateur classique. De plus, en l'absence de contact entre les électrodes et le milieu piézoélectrique, le métal ne peut plus diffuser dans le quartz, ce qui garantit la stabilité à long terme des propriétés du résonateur. Cette structure est désignée comme QAS (Quartz Auto-Suspendu lorsque le cristal est directement métallisé) ou BVA (Boîtier à Vieillissement Amélioré lorsque les électrodes sont déportées).

Ces résonateurs à très haute pureté spectrale sont en général employés pour des applications temps-fréquence où une très grande stabilité à court-terme est nécessaire. Les horloges atomiques sont même en pratique des oscillateurs régulés par des résonateurs de ce type asservis à une référence atomique (telle qu'une fontaine à césium) qui garantit la stabilité à long terme [9].

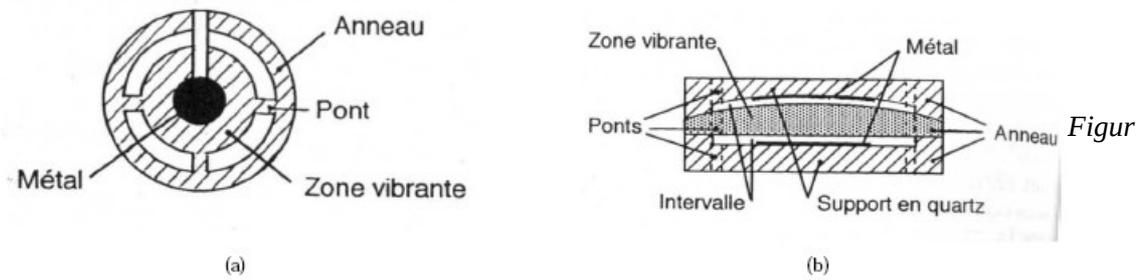


Figure 1.5: Architectures de résonateurs supportés par des ponts : (a) quartz auto-suspendu (QAS) et (b) quartz avec boîtier de vieillissement amélioré (BVA) (d'après [4]).

Malgré les caractéristiques de haute pureté spectrale des résonateurs à quartz ne peuvent satisfaire notre problématique. Dans notre cas, il est nécessaire d'atteindre des fréquences bien plus élevées.

4. Résonateurs à ondes de surface

L'invention des transducteurs à peignes interdigités par White et Voltmer en 1965 [10], ont rendu possible la montée en fréquence des résonateurs acoustoélectriques. Les composants à ondes de surface ont pu être appliqués pour nombre d'applications : lignes à retards, filtres, sources de fréquences ou encore capteurs dans les années 80. Cette partie montre de façon succincte les ondes de surface.

4.1. ONDES DE SURFACE

Ondes de Rayleigh

Soit une onde acoustique longitudinale qui se réfracte à l'interface de deux milieux.



Figure 1.6: Génération d'ondes de Rayleigh

Dans le cas des figures 1.6 (a) et (b) les deux milieux considérés sont un solide et l'eau. En 1.6(a) les rayons acoustiques s'écartent de la normale après réfraction ($\theta_2 > \theta_1$), car la célérité du son dans l'eau est toujours inférieure à la célérité du son dans les solides. Si l'angle d'incidence θ_1 augmente

(figures 1.6 (b)), il n'y a plus d'onde réfractée dès lors que θ_2 atteint la valeur de 90° . On constate alors qu'une onde se propage à l'interface des deux milieux. Cette onde de surface est l'« onde de Rayleigh », du nom du physicien Lord Rayleigh qui en découvrit l'existence en 1885 à l'occasion de ses travaux sur les tremblements de terre[3]. En effet, l'épicentre d'un séisme est généralement un peu éloigné de la surface du globe ; les ondes acoustiques longitudinales et transversales qui en émanent atteignent donc les différents points de la surface sous des angles d'incidence plus élevés que si l'épicentre était très profond, favorisant ainsi la génération d'ondes de Rayleigh. La théorie élaborée par Lord Rayleigh montre que ces ondes restent superficielles, leur amplitude décroissant très vite (exponentiellement) en fonction de leur distance à la surface ; leur « profondeur de pénétration » est de l'ordre de la longueur d'onde. Notons qu'en raison de cette caractéristique elles ne dissipent pas leur énergie à l'intérieur de la terre ; elles sont donc particulièrement redoutables au cours d'un séisme.

Ondes de basses fréquences et donc de grande longueur d'onde quand elles proviennent d'un séisme, les ondes de Rayleigh sont aujourd'hui très utilisées en micro-électronique à des fréquences voisines du gigahertz et des longueurs d'ondes proches du micron. Un tel changement d'échelle, tout à fait remarquable, est rendu possible pour une raison essentielle : la faible dispersion de vitesse de ces ondes acoustiques de surface.

De structures complexes, les ondes de Rayleigh sont constituées de deux composantes longitudinales en quadrature de phase et donnent donc lieu à une polarisation sagittale elliptique. En pratique, on constate l'existence de composantes transverses très faibles.

Production d'une onde de Rayleigh

La figure 1.7 illustre un procédé très répandu en micro-électronique en vue de la génération d'ondes de Rayleigh.

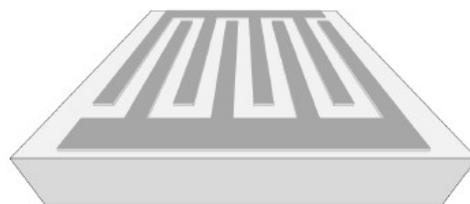


Figure 1.7: Électrodes interdigitées

Deux électrodes métalliques en forme de peignes, dont les doigts s'interpénètrent, sont déposées sur un substrat piézoélectrique. Si l'intervalle entre deux dents consécutives est égal à une demi-longueur d'onde, l'application d'une tension électrique alternative entre les deux électrodes crée un champ électrique qui engendre dans le substrat piézoélectrique des alternances spatiales et

temporelles de compression et de dilatation. Lorsque la tension appliquée est sinusoïdale, il convient donc d'en choisir la fréquence pour que la distance séparant deux dents consécutives soit égale à une demi-longueur d'onde acoustique. Dans la version la plus classique du dispositif, les dents des peignes ont des largeurs égales à un quart de longueur d'onde. Pour des fréquences de l'ordre de 300 MHz, la longueur d'onde, très petite, est de l'ordre de 10 μm . Les peignes sont alors construits suivant l'une des techniques utilisées pour l'élaboration des circuits intégrés. On dépose sous vide, sur le cristal piézoélectrique (quartz ou niobate de lithium), une couche homogène et uniforme de métal (aluminium), que l'on recouvre d'une résine photosensible. Cette dernière est ensuite éclairée 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 est mis à nu, est éliminé par attaque chimique (acide). Cette technique est d'utilisation très souple. Elle permet de réaliser des peignes dont la distance et la largeur des doigts sont variables.

Ondes de Love

Les ondes de Rayleigh se propagent à la frontière d'un milieu semi-infini ou dont les dimensions finies sont très grandes au regard de la longueur d'onde acoustique.

À l'inverse, les « ondes de Love », découvertes par le physicien et géophysicien dont elles portent le nom, se propagent dans un milieu de dimensions finies en contact avec un milieu semi-infini dans lequel la célérité des sons est plus grande. On rencontre cette situation dans le cas d'une plaque métallique mince, de célérité c_1 , soudée sur un support métallique très épais, de célérité c_2 , lorsque c_2 est supérieur à c_1 ou dans celui de la croûte terrestre, d'épaisseur finie, dans laquelle la célérité du son est inférieure à celle du manteau supérieur semi-infini. Les ondes de Love sont des ondes de cisaillement et présentent une propriété intéressante : leur célérité dépend du rapport de leur longueur d'onde à la dimension du milieu dans lequel elles se propagent. De ce fait, cette célérité dépend de la fréquence ; on dit que ces ondes sont dispersives. Notons que les ondes de Rayleigh, dans lesquelles le rapport longueur d'onde/dimension est nul, ne sont pas dispersives : la célérité du son est indépendante de la fréquence. La dispersion des ondes de Love est parfois exploitée dans certaines lignes à retard à ultrasons. Les ondes de love permettent de nombreuses applications pour les capteurs car le cisaillement n'est pas transmis dans les liquides.

Ondes de Lamb

Dans un milieu homogène limité par deux plans parallèles, des ondes Rayleigh peuvent se propager sur chacun des plans, pour autant que la distance qui sépare ces derniers soit grande par rapport à la longueur d'onde. Quand cette distance avoisine la longueur d'onde, les deux ondes de Rayleigh se combinent pour former une « onde de Lamb ». L'onde de Lamb est souvent employée dans des résonateurs.

Même si la mise en oeuvre de résonateurs à ondes de surface est relativement simple, la montée en fréquence au delà de 2,45 GHz devient moins trivial. La diminution des dimensions des électrodes impose des difficultés technologiques, mais plus encore augmente la résistivité du composant.

5. Résonateurs à ondes de volume utilisant des couches minces

En 1980, Lakin [11], mais aussi Grudkowski [12], 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. Déjà à l'époque, cette solution semble prometteuse en terme d'intégration de tels dispositifs sur les circuits électroniques dédiés, comme illustré sur la figure 1.8.

Différentes configurations sont très vite étudiées et trois structures résonantes, présentant chacune leurs avantages et leurs inconvénients, voient le jour. Nous pourrions ainsi distinguer les résonateurs à film mince (FBAR, Thin Film Bulk Acoustic Resonators), les résonateurs sur miroirs de Bragg (SMR, Solidly Mounted Resonators), et les résonateurs composites à modes harmoniques élevés (HBAR, High-overtone Bulk Acoustic Resonator.).

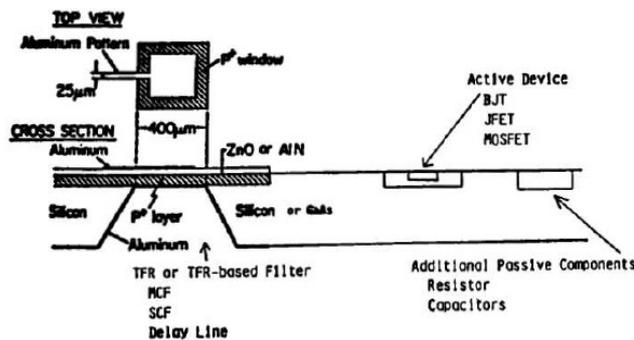


Figure 1.8: Oscillateur à résonateur à film mince intégré[13].

5.1.LES RÉSONATEURS FBAR

Les résonateurs FBAR sont constitués d'une couche piézoélectrique enserrée par deux électrodes. Leur zone active, c'est à dire la zone de recouvrement des deux électrodes, n'est en contact qu'avec

l'air de part et d'autre. Lakin et al. proposent d'utiliser de l'oxyde de zinc (ZnO) et du nitrure d'aluminium (AlN) en tant que couche piézoélectrique et un substrat de silicium sert à maintenir la structure [14][15][16][17]. Les schémas de la figure 1.9 exposent deux solutions de maintien de la structure. Sur la figure 1.9 (a), le substrat de silicium est gravé sur toute son épaisseur et il en résulte un résonateur auto-suspendu. Au contraire, sur la figure 1.9, les auteurs utilisent un substrat de silicium dopé p, la zone de dopage servant de couche d'arrêt à la gravure 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.

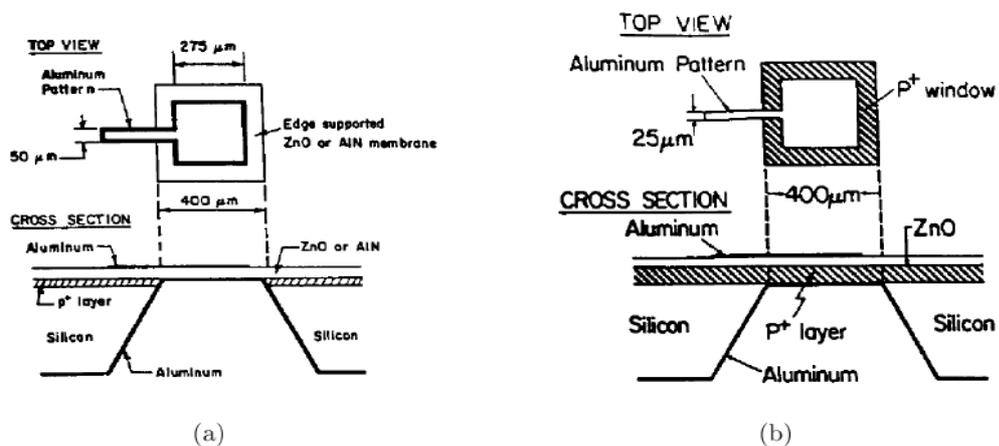


Figure 1.9: Résonateurs à film mince (a) auto-suspendu et (b) reposant sur une membrane de silicium dopé p [13]

À ces deux techniques de maintien de la structure ont été ajoutées deux orientations des couches piézoélectriques. Que ce soit pour l'AlN ou le ZnO, les auteurs ont déposé des couches orientées selon l'axe C (c'est à dire 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 (shear), bien que l'inclinaison désirée soit plus difficile à obtenir qu'une orientation selon l'axe C [18]. Le tableau 2 [15] présente les résultats expérimentaux obtenus par Lakin. Ceux-ci autorisent déjà de tirer plusieurs conclusions.

RESONATOR	THICKNESS RATIO (micron/micron)	FREQUENCY (MHz)	Q	K (%)	C/C _a	T.C. (ppm/°C)
ZnO/Si longitudinal	1/6	500	>9000	5.5	330	-31
ZnO/Si shear	2.8/5	290	>4600	3	1100	-20
ZnO longitudinal	5/0	600	>1000*	24	17	-62
ZnO shear	3.5/0	400	>1500*	17	35	-36
AlN/Si longitudinal	1.7/8	330	>7500	2.5	1600	-1
AlN longitudinal	6.5/0	790	>1200*	10.5	91	-20

* measured with parasitic transducer effect.

Tableau 2: Résultats obtenus par Lakin et al. sur différentes topologies de FBAR [15]

La première était que l'AlN facilitait la montée en fréquence. Ceci est sans surprise lorsque l'on sait que la vitesse de phase du mode longitudinal est de 11600 m/s pour l'AlN contre 6300 m/s pour le ZnO.

Ensuite, la nature composite des résonateurs permet d'obtenir des coefficients de qualité bien supérieurs à leurs homologues auto-suspendus, au détriment, certes, du couplage électromécanique.

Enfin, le nitrure d'aluminium permet d'atténuer la dérive thermique du silicium, voir d'obtenir des résonateurs compensés en température, comme souligné dans la référence [14]. Cependant, ces résultats dépendent notablement de la façon dont l'AlN est déposé et de sa composition. Nous n'avons pas retrouvé de tels résultats.

En 1985, Satoh et al. trouvent une alternative à la gravure en face arrière du substrat de silicium. Ils proposent d'utiliser une couche sacrificielle structurée avant de déposer la couche piézoélectrique et les électrodes [19]. La couche sacrificielle, du germanium [20][21] ou du manganèse [22] par exemple, est ensuite retirée par gravure chimique phase liquide (figure 1.8).

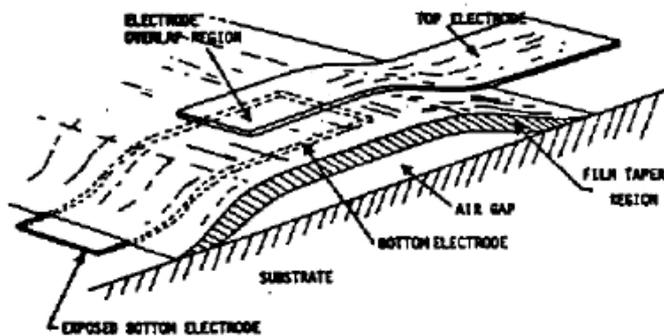


Figure 1.10: Résonateur à film mince sur lame d'air [13]

Enfin, une autre solution technologique consiste à reporter un substrat piézoélectrique monolithique sur un autre substrat avant de l'affiner [23]. Comme schématisé sur la figure 1.11, l'électrode inférieure est déposée puis structurée sur le substrat piézoélectrique. S'ensuit un collage de ce dernier sur un autre substrat préalablement gravé pour la réalisation des membranes. Le substrat piézoélectrique est ensuite affiné par gravure ou par rodage/polissage, puis l'électrode supérieure est réalisée.

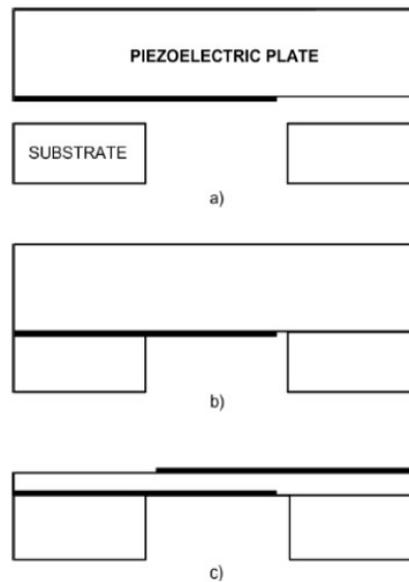


Figure 1.11: Résonateur à film mince monolithique. (a) Substrat piézoélectrique avec électrode inférieure et support - (b) Collage des substrats - (c) Affinage du substrat piézoélectrique avant réalisation de l'électrode supérieure.[24]

Les résonateurs FBAR permettent un fonctionnement en très haute fréquence et exploitent pleinement les caractéristiques piézoélectriques des matériaux. Le tableau 3 donne quelques valeurs de couplage pour les résonateurs à 1 GHz utilisant des modes longitudinaux ou transverses. Il montre que l'AlN et le ZnO, les seuls y figurant à pouvoir être déposés facilement, disposent d'un couplage du mode longitudinal fondamental de l'ordre de 6 à 9 %, ce qui est suffisant pour la synthèse de filtres pour les téléphones cellulaires ou réseaux locaux sans fils. De plus, leur intégration sur puce électronique est simplifiée, via le dépôt de la couche, et l'on voit sans grand étonnement les publications sur le sujet se multiplier depuis 2000 [25][26][27][21].

Matériau	épaisseur (μm)	électrode	épaisseur (μm)	couplage k^2 (%)
Quartz	1,175	Al	0,11	0,86
AlN axe C	4,66	Al	0,46	6,54
AlN axe C	2,76	W	0,28	7
AlN axe C	3,52	Mo	0,34	7
LiNbO ₃ axe C	2,72	Al	0,27	2,75
ZnO axe C	2,385	Al	0,11	8,5

Tableau 3: Valeurs de couplage pour quelques résonateurs à film mince. [28]

5.2. RÉSONATEURS À MIROIRS DE BRAGG (SMR)

Dans le cadre du développement de filtres pour les applications sans fil, Lakin *et al.* présentent en 1995 un autre type de résonateur à film mince. Ils proposent en effet de remplacer la lame d'air des FBAR par une alternance de couches quart d'onde de faible et haute impédances acoustiques [29]. Ces couches agissent alors comme un miroir de Bragg, l'onde étant en partie réfléchiée à chaque interface du fait du fort contraste d'impédance (comme montré par Newell [6]). Le nombre de couches quart d'onde nécessaire à une réflexion quasi-totale de l'onde dépend de leur différentiel d'impédance acoustique. La figure 1.12 met en évidence la rigidité mécanique apportée par cet empilement de couches. Ce dernier permet, par ailleurs, d'éliminer les modes de plaques présents dans les membranes piézoélectriques des FBAR. Un autre avantage est la diminution des dimensions latérales des résonateurs : il n'est plus nécessaire de déporter les électrodes autant que pour les cas des couches minces suspendues. 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) [30]. On note toutefois que l'agencement des couches n'est pas anodin, et des phénomènes d'excitation parasite de modes de cisaillement ont été observés pour de tels composants.

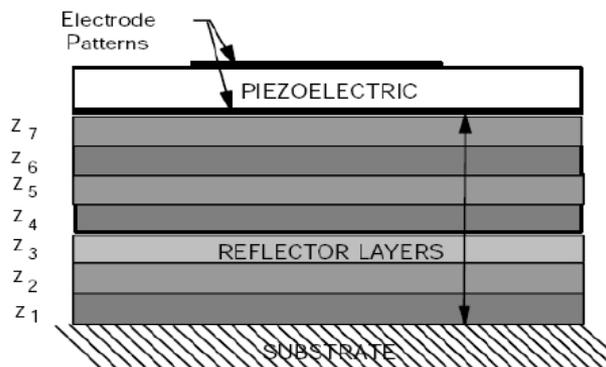


Figure 1.12: Résonateur sur miroir de Bragg (SMR).

Les premières réalisations de SMR montrent très vite le potentiel de ces résonateurs pour la montée en fréquence des applications électroniques. En commençant aux alentours de 2 GHz [31], les filtres maintenant réalisés ont pour objectif un fonctionnement aux alentours de 8 GHz [32]. Les résonateurs conservent les qualités intrinsèques des FBAR, à savoir un fort couplage électromécanique et le coefficient de qualité de la couche piézoélectrique. On pourra notamment citer les résonateurs en AlN à 7,4 GHz de la référence [33] présentant des coefficients de qualité de 400 à 600 et des couplages de 4 à 5,5 %.

5.3. RÉSONATEURS COMPOSITES À MODE HARMONIQUE ÉLEVÉ (HBAR)

Les deux configurations de résonateurs précédemment décrites exploitent pleinement les propriétés intrinsèques des couches minces piézoélectriques déposées. Seulement, ces couches ne présentent pas les meilleurs coefficients de qualité atteignables (produit $Q.f < 4,5.10^{12}$), et s'avèrent donc impropres aux applications de type source de fréquence haute qualité. Quand bien même ces couches présenteraient des coefficients de qualité élevés, il faut tenir compte des électrodes, généralement polycristallines. Leur épaisseur de quelques pour cents à dix pour cents de l'épaisseur du film piézoélectrique font qu'elles participent notablement au piégeage de l'onde.

Les résonateurs composites apportent une solution pour dépasser cette limite. Tels qu'illustrés sur la figure 1.13, ils sont constitués d'une couche mince piézoélectrique et d'électrodes déposées sur un substrat massif. La couche mince est ici employée davantage comme transducteur que comme milieu de propagation, ce dernier rôle étant assuré par le substrat. En reprenant l'équation

$$f_{res} = \frac{v}{2e}$$

et vu le caractère massif du substrat, on en déduit que le mode fondamental du résonateur est petit devant les bandes de fréquences visées. Pour des épaisseurs typiques de substrat, c'est à dire 250 à 400 μm , ce mode apparaîtra entre 5 et 20 MHz environ. Les harmoniques utilisés sont donc d'ordre élevé, d'autant plus que contrairement aux FBAR et aux SMR, les conditions aux limites électriques des HBARS ne s'appliquent que sur une seule de leur face libre, permettant aux harmoniques pairs aussi bien qu'impairs, d'être exploités. Des substrats aux coefficients de qualité acoustiques importants peuvent être utilisés, même s'ils ne sont pas piézoélectriques.

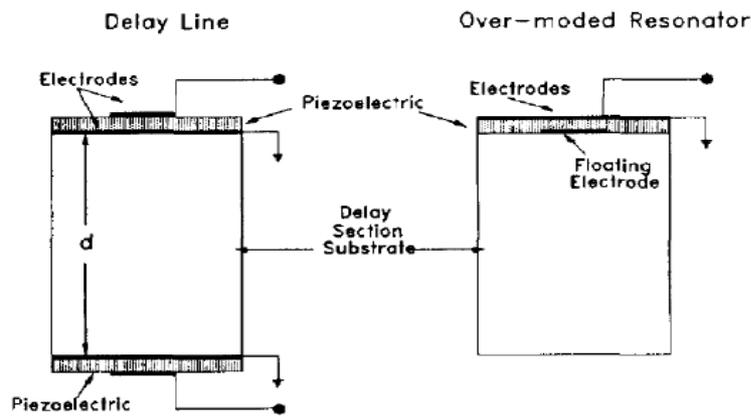


Figure 1.13: Configurations de résonateurs composites à mode harmonique élevé HBAR double ports et simple port

Cette approche est très tôt mise en oeuvre et, dès le début des années 1980, des produits $Q \cdot f$ avoisinant les 5.10^{13} sont annoncés par Moore et al. à partir d'un résonateur en ZnO déposé sur un substrat de saphir fonctionnant à plus de 7,6 GHz [34]. Depuis lors, un réel intérêt a été porté aux HBAR pour la conception d'oscillateur UHF et micro-ondes à faible bruit [35][36][37]. Le tableau 4 met en valeur les coefficients de qualité obtenus pour différents substrats. Il montre aussi que des harmoniques d'ordre très élevé peuvent être exploités.

Le HBAR, peu étudié jusqu'à présent en raison de son encombrement spectral, nous fournit une solution intéressante pour la conception de sources haute fréquence. En effet la montée en fréquence est plus évidente qu'avec les technologies précédemment décrites et propose des hauts facteurs de qualité à haute fréquence.

Dans les trois solutions présentées, la couche mince piézoélectrique retenue dans la littérature est le nitrure d'aluminium. En effet, ce matériau combine essentiellement deux avantages, le procédé de fabrication permet de réaliser des couches minces (de l'ordre du micron) et la vitesse de propagation élevée (11000 m/s). En revanche, même si le procédé de fabrication lui permet d'être déposé en couche mince, il en résulte un coefficient de qualité limité et le manque de liberté quand à l'orientation cristalline de la couche piézoélectrique. Une solution serait l'emploi de matériaux piézoélectriques monocristallins. Cette solution permettrait, d'avoir le choix sur l'orientation cristalline, donc sur le choix de la polarisation, ainsi que d'améliorer le coefficient de qualité. De plus un intérêt supplémentaire serait un choix de matériaux piézoélectriques large, comme les nouveaux matériaux piézoélectriques tels que la langasite ou langatate.

Substrat	Q	f (GHz)	$Q \times f$	numéro d'harmonique
Saphir coupe Z	68440	1,6034	$1,10 \cdot 10^{14}$	185
	44332	2,4640	$1,09 \cdot 10^{14}$	285
	25869	4,0138	$1,04 \cdot 10^{14}$	190
	14584	5,2326	$7,60 \cdot 10^{13}$	247
		1,6059	$8,40 \cdot 10^{13}$	186
		1,6092	$8,05 \cdot 10^{13}$	186
Niobate de Lithium coupe Z	53695	1,6083	$8,64 \cdot 10^{13}$	147
	27600	2,4202	$6,68 \cdot 10^{13}$	240
		1,5013	$7,80 \cdot 10^{13}$	131
Tétraborate de Dilithium coupe Z	17472	1,8348	$3,21 \cdot 10^{13}$	223
Quartz coupe AT	9523	1,5209	$1,45 \cdot 10^{13}$	93
	5723	2,4059	$1,38 \cdot 10^{13}$	141

Tableau 4: Produits $Q \cdot f$ obtenus pour des résonateurs à base d'AlN sur différents substrats [37]

6. Oscillateur

Un oscillateur est un système autonome auto-entretenu capable de générer un signal périodique dans le temps. Ce signal est caractérisé par sa fréquence ν_0 exprimée en Hz ou sa période T_0 exprimée en seconde. En métrologie, on demande aux oscillateurs d'être stables, c'est-à-dire d'avoir une fréquence la plus constante possible au cours du temps.

6.1. ÉLÉMENTS CONSTITUTIFS D'UN OSCILLATEUR

Dans sa plus simple configuration, un oscillateur est composé d'un résonateur et d'un amplificateur. Le résonateur est l'élément fixant la fréquence ν_0 d'oscillation. Intuitivement,

on comprend que l'amplitude des oscillations va progressivement diminuer car diverses forces ou perturbations dissipent l'énergie du résonateur. Ces pertes sont habituellement imagées par le facteur de qualité Q_0 défini comme :

$$Q_0 = \gamma \pi f_0 \frac{E_{tc}}{P_{mc}} = 2\pi \frac{\text{Énergie stockée}}{\text{Pertes d'énergie par cycle}} \quad (1.1)$$

avec E_{tc} l'énergie totale emmagasinée par cycle dans le résonateur et P_{mc} la puissance moyenne dissipée par cycle. Dans le cas d'un pendule, Q_0 correspond approximativement au nombre d'oscillations qu'effectue ce dernier avant de perdre la totalité de son énergie. Pour être exploitable, le résonateur doit pouvoir échanger de l'énergie avec l'extérieur via un couplage quelconque. Ce couplage entraîne des pertes d'énergie provoquant un amortissement des oscillations. Ces pertes sont habituellement représentées par l'énergie DW cédée à l'environnement pendant une période T_0 . On introduit alors le facteur de qualité de l'extérieur Q_{ext} défini par :

$$Q_{ext} = \gamma \pi \frac{W}{\Delta W} \quad (1.2)$$

Le facteur de qualité en charge Q_L du résonateur est obtenu par :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} \quad (1.3)$$

Dans le domaine fréquentiel, ces pertes se traduisent par un élargissement de la raie de résonance. Le facteur de qualité est alors :

$$Q_L = \frac{\nu_0}{\Delta \nu} \quad (1.4)$$

avec $\Delta \nu$ la largeur de raie à -3 dB.

Les figures 1.14 (a) et 1.14 (b) montrent la réponse typique en module et en phase d'un résonateur.

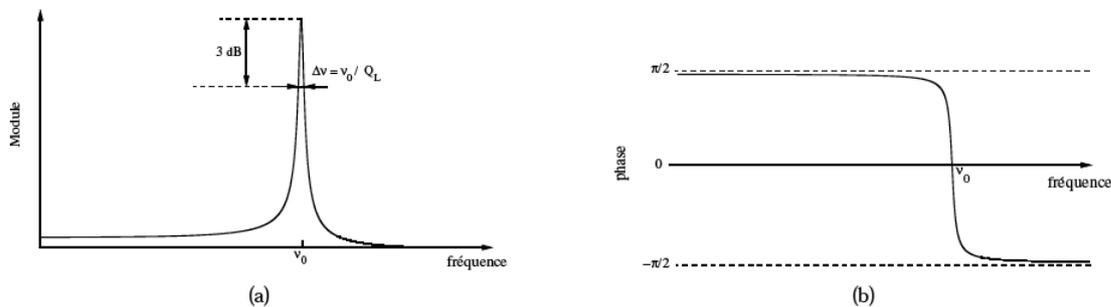


Figure 1.14.: Module (a) et phase (b) de la réponse d'un résonateur.

Pour obtenir un oscillateur, on associe ce résonateur à un amplificateur dont le rôle est de compenser les pertes d'énergie du résonateur. Évidemment, ce mécanisme d'entretien doit agir en

cohérence, en "phase" avec le système oscillant. Deux conditions (conditions de Barkhausen) en module et en phase sont donc nécessaires au démarrage des oscillations :

- le gain de boucle doit être supérieur à 1.
- la phase totale de la boucle doit être égale à $0 + 2k\pi$ (avec k entier).

6.2. DIFFÉRENTES TOPOLOGIES D'OSCILLATEURS.

Oscillateur à contre-réaction parallèle

Un oscillateur à contre-réaction parallèle est un système dans lequel un amplificateur de gain G fonctionnant en régime non-linéaire est en contre-réaction d'un élément passif (résonateur) qui permet de fixer la fréquence d'oscillation (voir figure 1.15). Le gain de boucle en petit signal et au voisinage de la fréquence du résonateur est supérieur à 1, de sorte que l'oscillateur démarre et son signal augmente en amplitude jusqu'à être limité par la saturation de l'amplificateur. Le gain de boucle est inférieur à 1 aux autres fréquences (le résonateur peut être alors considéré comme un filtre stabilisant la fréquence à une valeur cible) et l'on vérifie la stabilité de l'amplificateur, de sorte que l'oscillation ne puisse se produire qu'à travers le résonateur. On résume les conditions d'oscillation par :

$$GA = 1 \quad (1.5)$$

et

$$\varphi_{\text{ampli}} + \varphi_{\text{passif}} = 0 + 2k\pi \quad (1.6)$$

avec A l'atténuation de la partie passive. φ_{ampli} et φ_{passif} sont respectivement la phase de l'amplificateur et la phase de la partie passive à la fréquence ω_0 .

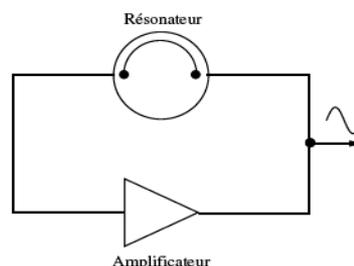


Figure 1.15: Modèle élémentaire d'un oscillateur à contre réaction parallèle

Oscillateur à contre-réaction série

Une autre configuration possible est celle de l'oscillateur à résistance négative. Dans un oscillateur à contre-réaction série, les parties active et passive se comportent respectivement comme un

amplificateur en réflexion d'impédance Z_{ampli} et une cavité en réaction d'impédance Z_{res} (figure 1.16). Pour présenter une résistance négative, il faut réaliser une contre-réaction sur l'émetteur du transistor (ou dans certains cas avoir recours à une configuration différente telle que le collecteur commun). En pratique, on dispose généralement un petit bout de ligne sur l'émetteur du transistor. Toute onde incidente issue de la cavité est amplifiée et réfléchie par le transistor jusqu'à ce que les conditions d'oscillation soient satisfaites. Les conditions d'oscillation sont écrites :

$$Z_{ampli} + Z_{res} = 0 \quad (1.7)$$

La technique consistant à définir les conditions d'oscillation à l'aide des coefficients de réflexion Γ_{ampli} et Γ_{res} (voir figure 1.16) est aussi largement utilisée, en particulier par les codes de simulation numérique. Ces conditions sont définies par :

$$\Gamma_{ampli} \times \Gamma_{res} = 1 \quad (1.8)$$

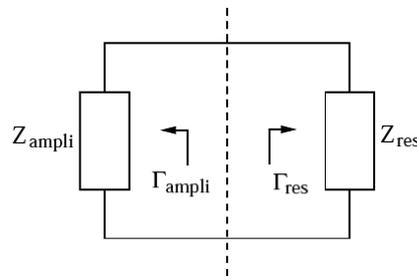


Figure 1.16: Modèle de l'oscillateur à résistance négative.

6.3. INSTABILITÉS DE FRÉQUENCE

Définitions.

Le signal $V(t)$ délivré par un oscillateur idéal conserve en permanence la même fréquence f_0 et la même amplitude V_0 . On a alors :

$$V(t) = V_0 [\cos(2\pi \nu_0 t)] \quad (1.9)$$

Dans le domaine fréquentiel, le signal délivré par un oscillateur idéal est donc constitué d'un seul pic de Dirac à la fréquence ν_0 . Dans la réalité, différents phénomènes déterministes ou aléatoires modifient la phase et l'amplitude du signal d'une oscillation à l'autre. Le signal réel $V(t)$ s'écrit alors sous la forme :

$$V(t) = V \cdot [1 + \alpha(t)] [\cos(2\pi \nu_0 t + \varphi(t))] \quad (1.10)$$

avec $\alpha(t)$ et $\varphi(t)$ représentant respectivement les modulations 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.

Caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine temporel.

La caractérisation des instabilités de fréquence dans le domaine temporel fait appel à des méthodes statistiques. Son principe consiste à répéter la mesure de la fréquence du signal un grand nombre de fois de façon à obtenir un tableau de valeurs $f_1, f_2, f_3, \dots, f_N$. Une première estimation exploite la moyenne $\langle \nu \rangle$ sur N mesures :

$$\langle \nu \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \nu_k \quad (1.11)$$

La variance est donnée par :

$$\sigma_\nu^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\nu_k - \langle \nu \rangle)^2 = \langle \nu_k^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2 \quad (1.12)$$

De la même manière, on introduit la variance vraie I_N des variations relatives de fréquence

$\frac{\nu - \langle \nu \rangle}{\langle \nu \rangle}$. En pratique, la mesure de la variance est effectuée sur un temps fini noté τ pouvant

être représenté dans le domaine temporel par sa réponse impulsionnelle $h_1(t)$. Ainsi, dans le domaine fréquentiel, le calcul de la variance vraie est donné par :

$$\sigma_{\langle \nu_k \rangle}^2 = \int_0^\infty S_y(f) |H_1(f)|^2 df \quad (1.13)$$

Où $H_1(f) = \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau}$ est la transformée de Fourier de $h_1(t)$. $S_y(f)$ est la densité spectrale des fluctuations relatives de fréquence. Ce calcul pose alors un problème de convergence pour certains types de bruits. Pour remédier à ce problème, on réalise le calcul d'une variance approchée à deux échantillons dite variance d'Allan. On considère alors deux comptages successifs (sans temps morts) d'une durée τ , démarrants respectivement au temps t_k et t_{k+1} et permettant d'obtenir les fluctuations en fréquence y_k et y_{k+1} . La variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ est alors donnée par [38] :

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{2} (\langle y_{k+1} \rangle - \langle y_k \rangle)^2 \quad (1.14)$$

On utilise en pratique $\sigma_y(\tau)$ pour caractériser la stabilité relative de fréquence de l'oscillateur. Le banc de mesure classiquement utilisé pour la mesure de stabilité de fréquence dans le domaine temporel est indiqué en figure 1.17. Un signal de battement est obtenu entre le signal à mesurer et une référence à l'aide d'un mélangeur. La fréquence du signal de battement est alors analysée à l'aide d'un compteur réciproque lui-même piloté par une référence stable. Le compteur est connecté à un ordinateur effectuant le calcul de variance.

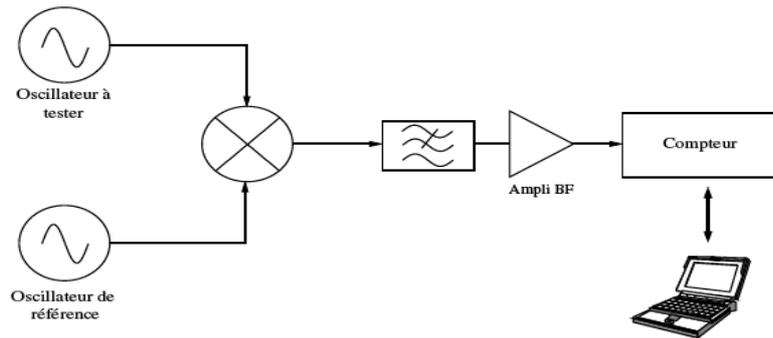


Figure 1.17: Banc de mesure de la stabilité de fréquence d'un oscillateur dans le domaine temporel.

Caractérisation des instabilités de 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 rad^2/Hz (ou $\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}$) et 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 :

$$L(f) = \frac{1}{2} S_{\varphi}(f) \quad (1.15)$$

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

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 ν_0 (voir figure 1.18). La pureté spectrale peut alors être caractérisée pour chaque fréquence ν à une distance $f = \nu - \nu_0$ de la porteuse par la puissance disponible P_{ν} sur la puissance de la porteuse P_0 . En présence du seul bruit de phase, on a alors :

$$S_{\varphi}(f) = 10 \log\left(\frac{2P_{\nu}}{P_0}\right) \quad [\text{dB}\cdot\text{rad}^2/\text{Hz}] \quad (1.16)$$

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 :

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\varphi} \frac{t}{2\pi} \quad (1.17)$$

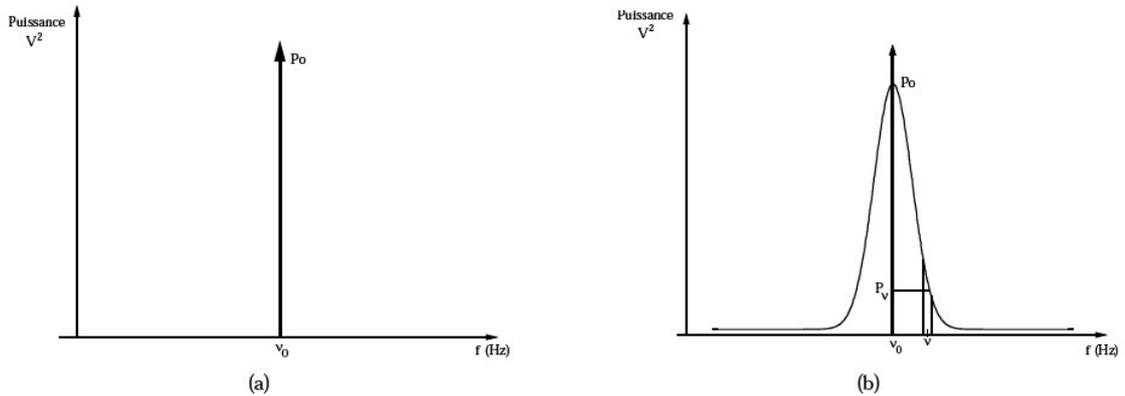


Figure 1.18: a) Pic de Dirac d'un oscillateur idéal - b) Étalement fréquentiel de la puissance du signal dû au bruit dans un oscillateur réel.

Il est commode d'utiliser la quantité sans dimension :

$$y = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\dot{\varphi}(t)}{2\pi \nu_0} \quad (1.18)$$

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

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0} S_\varphi(f) \quad (1.19)$$

Les mesures du spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$ constituent à elles seules un domaine de la métrologie. L'équation 1.19 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 :

$$S_\varphi(f) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} b_i f^i \quad (1.20)$$

Le spectre de bruit de phase tracé dans un diagramme log-log (figure 1.19) 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 :

$$S_y(f) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h_i f^i \quad (1.21)$$

Le tableau 5 décrit les liens entre $S_\varphi(f)$, $S_y(f)$ et $\sigma_y^2(\tau)$. De plus, il indique les types de bruit auxquels correspondent les différentes pentes rencontrées dans ce type de mesure. La figure 1.19 résume les liens entre $S_\varphi(f)$, $S_y(f)$ et $\sigma_y^2(\tau)$.

Type de Bruit	$S_\phi(f)$	$S_y(f)$	$S_\phi \leftrightarrow S_y$	$\sigma_y^2(\tau)$
Bruit blanc de phase	b_0	$h_2 f^2$	$h_2 = \frac{b_0}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
Bruit flicker de phase	$b_{-1} f^{-1}$	$h_1 f$	$h_1 = \frac{b_{-1}}{v_0^2}$	$\propto \tau^{-2}$
Bruit blanc de fréquence	$b_{-2} f^{-2}$	h_0	$h_0 = \frac{b_{-2}}{v_0^2}$	$\frac{1}{2} h_0 \tau^{-1}$
Bruit flicker de fréquence	$b_{-3} f^{-3}$	$h_{-1} f^{-1}$	$h_{-1} = \frac{b_{-3}}{v_0^2}$	$2 \ln(2) h_{-1}$
Marche aléatoire de fréquence	$b_{-4} f^{-4}$	$h_{-2} f^{-2}$	$h_{-2} = \frac{b_{-4}}{v_0^2}$	$\frac{4\pi^2}{6} h_{-2} \tau$

Tableau 5: Types de bruit, densités spectrales de puissance et variance d'Allan.

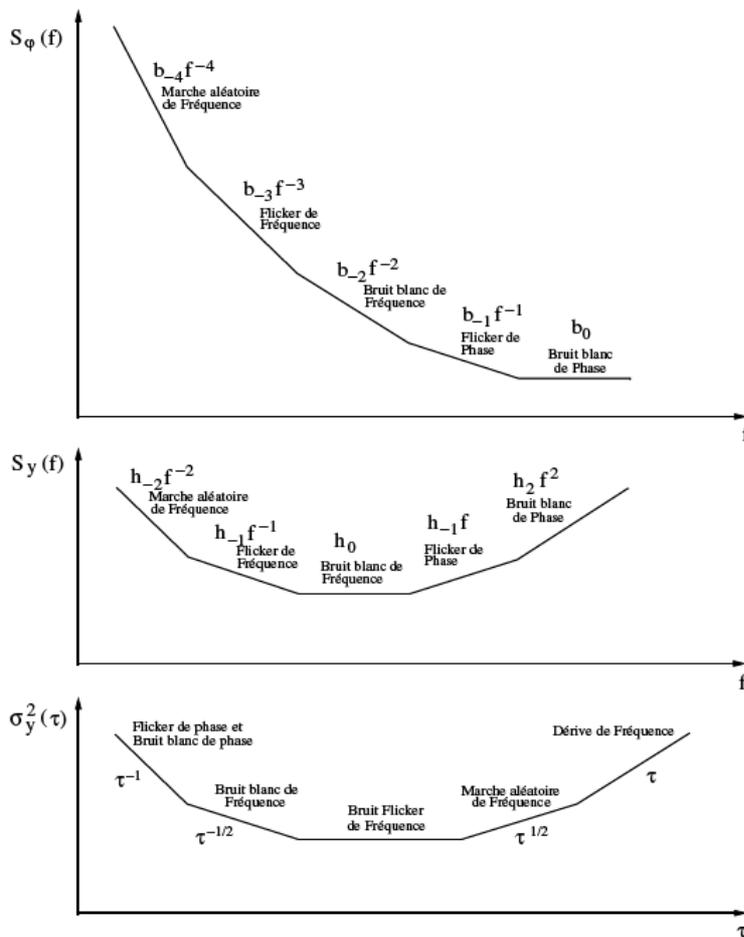


Figure 1.19: Spectre des fluctuations de phase $S_\phi(f)$, de fréquence $S_y(f)$ et variance d'Allan $s_2y(t)$ [39].

L'effet Leeson.

Une conséquence très importante de la condition de phase de Barkhausen est que toute perturbation de phase $\Delta\theta$ dans la boucle est compensée directement par une variation de phase $\Delta\theta$ dans le résonateur provoquant une variation de la fréquence du signal de sortie de l'oscillateur $\Delta\nu$ (voir figure 1.20) telle que :

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{\Delta \theta}{2Q_L} \quad (1.22)$$

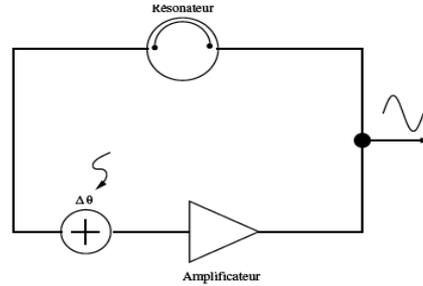


Figure 1.20: Oscillateur perturbé par une variation de phase $\Delta\theta$.

On considère désormais que $\Delta\theta$ est une composante de bruit de phase à la fréquence f . Si f est inférieure à la bande passante du résonateur $\nu_0/2Q_L$ (fluctuations lentes de $\Delta\theta$), la relation 1.22 prend effet. La densité spectrale de puissance des fluctuations de phase du signal généré par l'oscillateur est alors :

$$S_\varphi(f) = \frac{1}{f^2} S_{\Delta\nu} = \left(\frac{\nu_0}{2Q_L}\right)^2 \frac{1}{f} 2S_{\Delta\theta}(f) \quad \text{pour } f < \frac{\nu_0}{2Q_L} \quad (1.23)$$

Par contre, les fluctuations rapides de $\Delta\theta$ sont filtrées par le résonateur. Il n'y a donc aucune compensation et on retrouve :

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \quad \text{pour } f > \frac{\nu_0}{2Q_L} \quad (1.24)$$

Les équations 1.23 et 1.24 peuvent être résumées par l'expression suivante dite formule de Leeson [40].

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \left[1 + \left(\frac{\nu_0}{2Q_L}\right)^2 \frac{1}{f^2} \right] \quad (1.25)$$

L'équation 1.25 peut être simplifiée par :

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta}(f) \left(1 + \frac{f_L^2}{f^2} \right) \quad (1.26)$$

Où $f_L = \frac{\nu_0}{2Q_L}$ est dite fréquence de Leeson.

La relation 1.25 met en évidence la nécessité de combiner un résonateur à fort coefficient de surtension et un amplificateur faible bruit de phase (contribution principale de $\Delta\theta$) pour développer un oscillateur à haute pureté spectrale.

7. Les Systèmes radars haute sensibilité

Les radaristes mesurent des distances à partir du temps de transit d'une impulsion électromagnétique. Il faut une grande précision de détection (quelques centimètres) mais pendant une faible durée (approximativement le temps d'un aller-retour de l'onde). Si l'on s'intéresse à la vitesse d'un mobile, on utilise un système radar par effet Doppler. Ce dernier consiste à générer à l'aide d'un oscillateur local une onde électromagnétique de fréquence ν et à l'émettre en direction d'un objet en mouvement avec une antenne. Le signal, réfléchi par ce dernier et reçu par l'antenne, est atténué en amplitude et décalé en fréquence par effet Doppler. Ce décalage $\Delta\nu$ est proportionnel à la vitesse v de la cible :

$$\Delta\nu = \frac{v}{c} \nu_1 \quad (1.27)$$

avec c la vitesse de propagation des ondes dans le milieu concerné et ν_1 la fréquence d'émission.

Le signal "écho" est envoyé sur une voie d'entrée (voie RF) d'un mélangeur. Le signal initial de l'oscillateur local est dirigé sur la seconde entrée (voie OL) du mélangeur. Une tension V_{IF} proportionnelle au produit des 2 signaux en entrée est alors obtenue sur la voie de sortie du mélangeur (voie IF). Ce signal de sortie V_{IF} est de la forme :

$$V_{IF} \propto \sin 2\pi f t \times \sin \pi (\nu + \Delta\nu) t \quad (1.28)$$

$$V_{IF} \propto \frac{1}{2} [\cos 2\pi \Delta\nu t - \cos 2\pi (2\nu + \Delta\nu) t] \quad (1.29)$$

Un filtre passe-bas supprime le second terme (terme de haute fréquence) de l'équation 1.29 et permet de ne conserver que le signal portant l'information utile (voir figure 1.21). La tension finale V_{out} est image du décalage en fréquence $\Delta\nu$. Le spectre du signal IF contient donc un pic à la fréquence $\Delta\nu$. Une simple mesure de fréquence réalisée par des circuits électroniques numériques donne alors accès à la vitesse v .

Cependant, certains éléments statiques de la scène réfléchissent le signal sans décalage Doppler. Le spectre sur la voie RF est donc constitué d'un signal à la fréquence $\nu + \Delta\nu$ (signal réfléchi avec effet Doppler) ainsi qu'un pic "parasite" à la fréquence ν (signal réfléchi sans effet Doppler) (voir figure 1.22). Le signal généré par l'oscillateur local n'étant pas parfaitement monochromatique, la puissance qu'il transporte est étalée sur une certaine bande de fréquence autour de la fréquence centrale ν et le signal utile de fréquence $\Delta\nu$ portant l'information risque d'être masqué. Ceci met donc en évidence l'importance de disposer d'un oscillateur local à très haute pureté spectrale dans ce type de système.

Aussi, le radar "doppler" existe dans une version permettant de mesurer des distances : c'est le cas du radar FM-CW (modulé en fréquence, à onde continue). Dans cette configuration, le signal émis est modulé en fréquence par un signal triangulaire. Le décalage en fréquence du signal reçu est proportionnel à la distance de l'objet. La pureté spectrale de l'oscillateur local est aussi fondamentale dans ce cas.

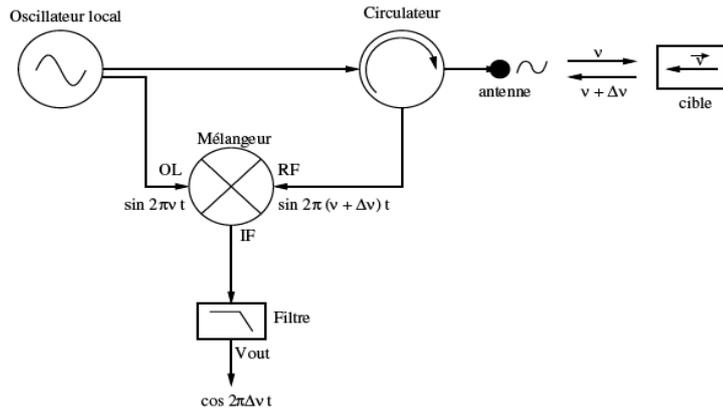


Figure 1.21: Principe du radar Doppler.

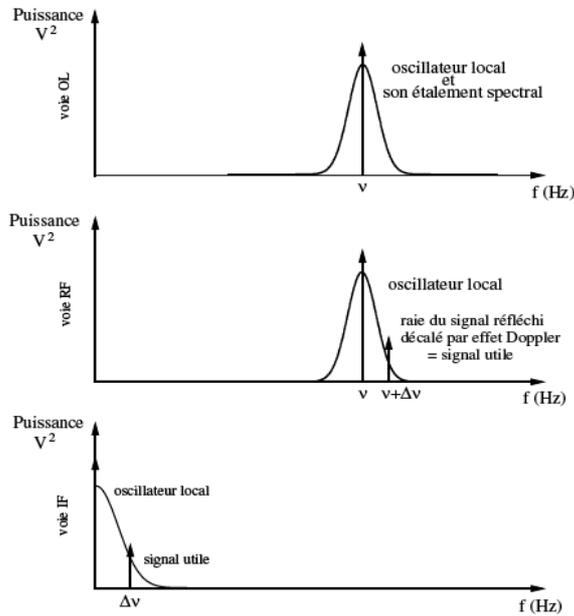


Figure 1.22: Spectre des signaux aux entrées et à la sortie du mélangeur d'un dispositif radar Doppler.

Les oscillateurs développés dans cette thèse sont typiquement voués à des applications radar de haute sensibilité. Ils doivent présenter une excellente stabilité sur le très court terme.

Bruit du résonateur dans la boucle.

Un phénomène reconnu est le bruit propre en $1/f$ de divers résonateurs. Ce phénomène a été d'ores et déjà mis en évidence sur des résonateurs à quartz dont le bruit flicker limite la stabilité des oscillateurs métrologiques vers 1.10^{-13} [40][41].

8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons dressé un rapide état de l'art des résonateurs à ondes de volume et des oscillateurs. Tout d'abord, nous avons rappelé les premières applications de la piézoélectricité. Nous avons ensuite mis l'accent sur les résonateurs piézoélectriques en décrivant leur principe et plus spécifiquement le cas du résonateur à quartz. Nous avons décrit succinctement ce que sont les ondes de surface puis nous avons montré les différentes topologies de résonateurs à ondes de volume utilisant des couches minces. Par la suite, en définissant les oscillateurs, nous avons amené quelques notions sur leur instabilité en fréquence et l'importance de la résolution spectrale du résonateur.

Enfin nous avons décrit le principe des radars haute sensibilité et mis en évidence la nécessité d'utiliser des oscillateurs présentant une excellente stabilité sur le très court terme. Les résonateurs acousto-électriques proposent des caractéristiques, en termes de définition des résonances, bien moindre que les résonateurs micro-ondes, mais ont l'avantage d'avoir une consommation bien plus faible et un encombrement réduit. Ces aspects, sont prépondérants en vue d'une utilisation embarquée. Devant l'éventail de choix des résonateurs acousto-électriques, la solution proposée par Moore et al. [34] utilisant des HBAR semble prometteuse. C'est en tout cas la solution que nous avons retenu pour cette étude.

Chapitre2. Résonateurs à Ondes de Volume R.F.

Les HBARs sont constitués de deux parties distinctes :

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

la cavité résonante dans laquelle va s'établir un système d'onde stationnaire comme dans un interféromètre de Fabry-Perot.

La cavité est constituée d'un matériau, piézoélectrique ou non, présentant un fort facteur de qualité acoustique. Ce facteur est obligatoirement évalué aux radio-fréquences par le tenseur des coefficients viscoélastiques. Ceux-ci ne sont disponibles de façon complète que pour quelques matériaux, tels que le quartz ou le silicium. On sait néanmoins que pour le tantalate de lithium, le niobate de lithium, le saphir et le yag pour ne citer qu'eux (langasite, langatate) sont des monocristaux présentant des propriétés de viscoélasticité plus intéressantes que le quartz. On s'intéresse donc à ces matériaux pour en tirer le meilleur parti en terme de coefficient de qualité Q des résonateurs.

Le transducteur, posé sur la cavité, va coupler une petite quantité de son énergie avec cette dernière. La résonance utilisée est celle de la cavité, ce qui permet d'obtenir de fort facteur de qualité. Un tel système est plutôt utilisé à hautes fréquences comme partie résonante d'un oscillateur. Les dimensions de la cavité étant très grandes par rapport à celle du transducteur, la fréquence de fonctionnement utilisée est un multiple de la fréquence qui correspondrait au fondamental de l'empilement d'où le nom anglais de High-overtone Bulk Acoustic Resonator. Les dimensions malgré tout modestes pour ce type de résonateur (0.5mm d'épaisseur pour la cavité), ainsi que l'encombrement excessif du spectre autour de la fréquence de résonance choisie ne permettent pas d'envisager en l'état leur utilisation pour des applications de filtrage hautes fréquences.

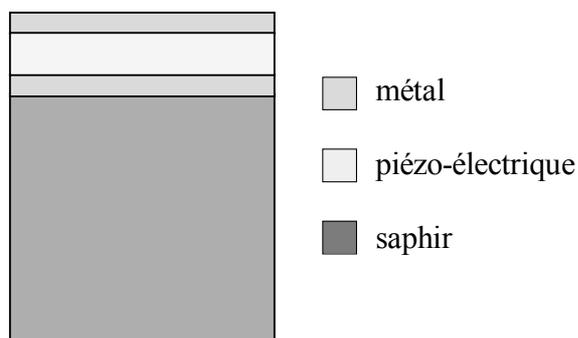


Figure 2.1: Structure d'un résonateur HBAR

1. Présentation de l'outil d'analyses théoriques

Dans ce chapitre, nous présentons des résultats expérimentaux des résonateurs. L'un des avantages de l'utilisation de couches piézoélectriques monocristallines est d'obtenir des caractéristiques proches des résultats d'analyses théoriques. Les outils d'analyse doivent prendre en compte les caractéristiques intrinsèques des matériaux utilisés. Or en 1880, lorsque les frères Curie ont mis en évidence les propriétés piézoélectriques de certaines classes cristallines, ils ont démontré que l'application de contraintes sur certains cristaux génère des charges à sa surface (effet piézoélectrique directe) et que l'application d'un champ électrique entraîne une déformation du cristal (effet piézoélectrique inverse). Ces deux phénomènes peuvent être intégrés dans la loi de Hooke et dans la définition du vecteur de déplacement électrique, donnant ainsi :

$$D_i = e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij}^S E_j \quad (2.1)$$

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{lij} E_l \quad (2.2)$$

Ces équations, se résolvant sous forme tensorielle grâce à la méthode développée par Fahmy et Adler [42][43], utilisent la convention d'Einstein de sommation implicite des indices répétés. Les c_{ijkl}^E sont les composantes du tenseur élastique à champ électrique constant, les e_{ikl} celles du tenseur piézoélectrique et les ϵ_{ij}^S celles du tenseur diélectrique à déformation constante. Les T_{ij} et les S_{kl} sont, respectivement, les composantes des tenseurs de contraintes et de déformations linéaires, alors que les D_i et les E_j sont celles du vecteur de déplacement électrique et du champ électrique.

C'est à partir de cette formulation que le code de calcul utilisé dans cette thèse a été développé.

2. Conception et réalisation de résonateurs FBAR utilisant une couche mince piézoélectrique monocristalline

Dans un premier temps, notre étude a concerné le développement de filtre pour les applications filtres dans le domaine spatial au delà de 1 GHz. Nous ne prenons pas l'option AlN (nitride d'aluminium) et ZnO (oxyde de zinc) car ces matériaux souffrent de leur mode de production (croissance par dépôt) pour donner accès à des résonateurs de très haute qualité. Les monocristaux sont donc les matériaux de base de nos développements, car ils constituent la meilleure solution pour lever ce problème. L'orientation de la plaque de niobate a été choisie de façon à sélectionner l'onde dont la vitesse est la plus élevée sur ce type de substrat, avec un couplage le plus fort possible et

une pureté spectrale garantie par les propriétés de couplage propre à l'orientation cristalline retenue. Elle est désignée selon la norme IEEE std-176 [44] comme la coupe (YXl)/36°. L'onde de volume couplée sur cette coupe correspond à une polarisation purement longitudinale avec une vitesse de propagation de 7338 m.s^{-1} et un couplage en mode fondamental de l'ordre de 23% [45]. Une approche de mise en œuvre de résonateurs à ondes de volume sur niobate de lithium a été développé au Département LPMO, consiste à réduire l'épaisseur d'une plaquette de matériau massif collée sur un support (verre, silicium) par l'intermédiaire d'une couche polymère de type époxy (SU-8) d'épaisseur maîtrisée (obtenue par centrifugation) comme représenté en figure 2.2.

1.1. RÉALISATION TECHNOLOGIQUE

Pour réaliser le résonateur, la plaque de niobate est usinée localement par usinage réactif ionique assisté plasma (à base de SF_6), grâce à un masque de nickel déposé par électroformage cathodique. La figure 2.3 montre un exemple de gravure du niobate réalisé par la centrale de technologie MIMENTO pour la fabrication de réseaux bidimensionnels. On voit ainsi la bonne définition géométrique de la gravure mais aussi les limites de cette technologie en termes de raideur des flancs de niobate obtenus in fine.

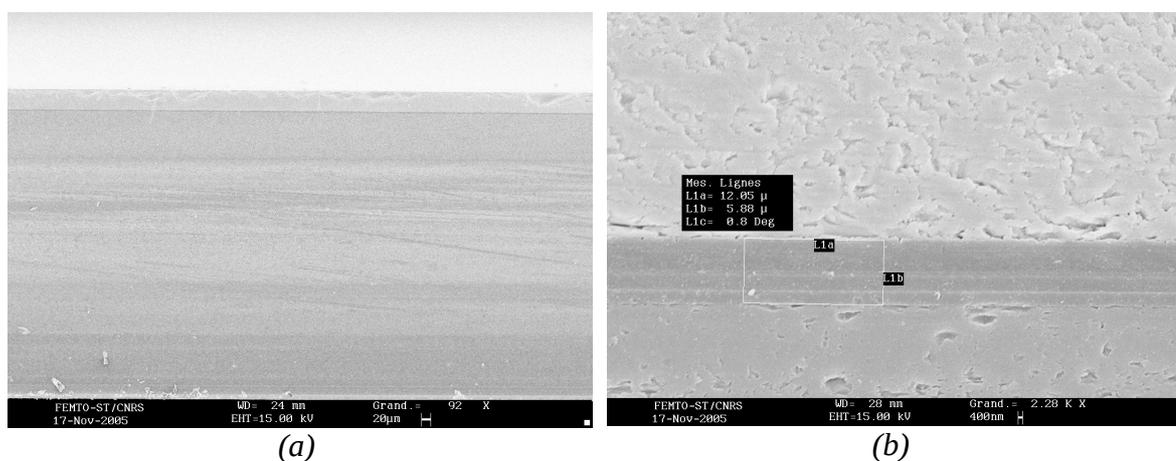


Figure 2.2: Exemple de collage de LiNbO_3 (Y+36) (en haut) sur verre (en bas) via une couche de SU-8 de $5\mu\text{m}$ d'épaisseur (a) collage pleine plaque 3" (b) zoom sur la zone de collage (très peu de défaut sur l'ensemble de la zone de collage)

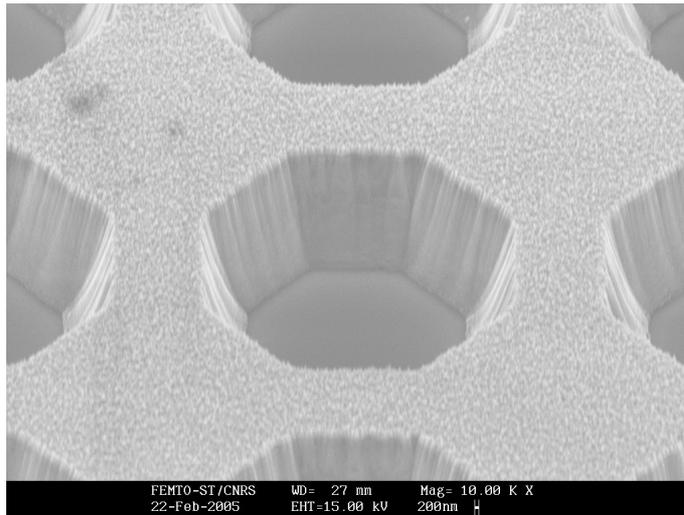


Figure 2.3: Exemple de gravure du niobate de lithium par RIE fluorée (masque de gravure en nickel électroformé en surface de LiNbO_3) réalisé par la centrale MIMENTO

Sur la surface ainsi obtenue (soit au fond de la cavité), on dépose une électrode en aluminium devant jouer le rôle de contact intermédiaire comme il est expliqué plus loin. La plaque composite est ensuite amincie par rodage puis polie afin de respecter les conditions d'excitation optimale du mode de volume. Deux électrodes sont alors déposées en surface des zones de propagation de l'onde, permettant ainsi de réaliser deux résonateurs en série (figure 2.4).

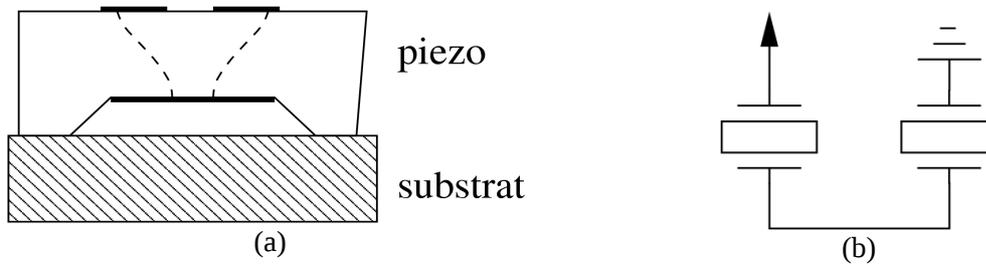
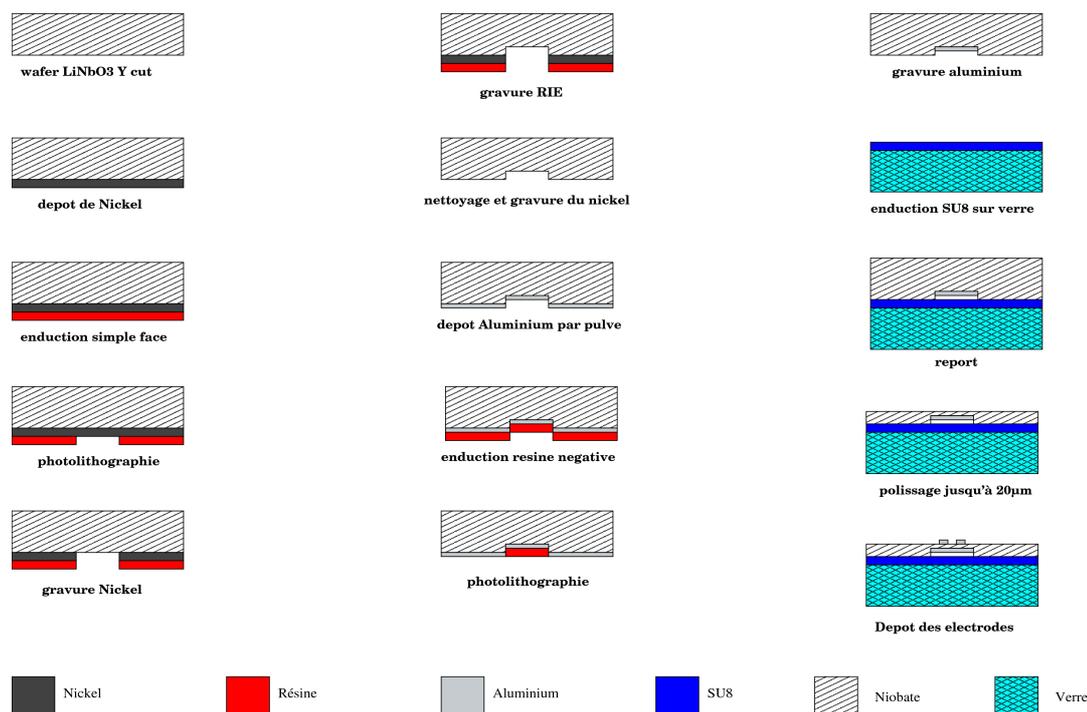


Figure 2.4: Schéma de principe des résonateurs séries



Fig

ure 2.5.: Étapes de fabrication des résonateurs FBAR

1.2. CARACTÉRISATION DES RÉSONATEURS FBAR

Le test s'effectue de cette façon uniquement via la face supérieure du résonateur (résonateurs en série comme montré sur la figure 2.4). La vue suivante (figure 2.6) montre certaines des différentes géométries d'électrodes mises en œuvre. Conformément à la littérature nous avons tenté de minimiser les modes structurels en apodisant les électrodes, c'est à dire en évitant les structures d'électrodes symétriques capables d'engendrer des modes de plaques. Nous reprendrons plus loin cet aspect dans nos développements. On reporte ensuite les résultats de mesures électriques effectuées sous pointes. On notera la capacité de nos résonateurs à présenter des modes harmoniques d'ordre élevé, signe du très fort couplage du mode fondamental de la coupe choisie. On note aussi la superposition sur la réponse mesurée d'une contribution électromagnétique non retranchée par calibrage qui génère des pertes supplémentaires sur la réponse du résonateur indépendantes d'effets électroacoustiques. Cette résonance parasite très peu sur-tendue disparaît une fois le composant mis en boîtier. On estime les couplages des modes assez proches des prévisions théoriques (figure 2.7 et 2.8, tableau 6).

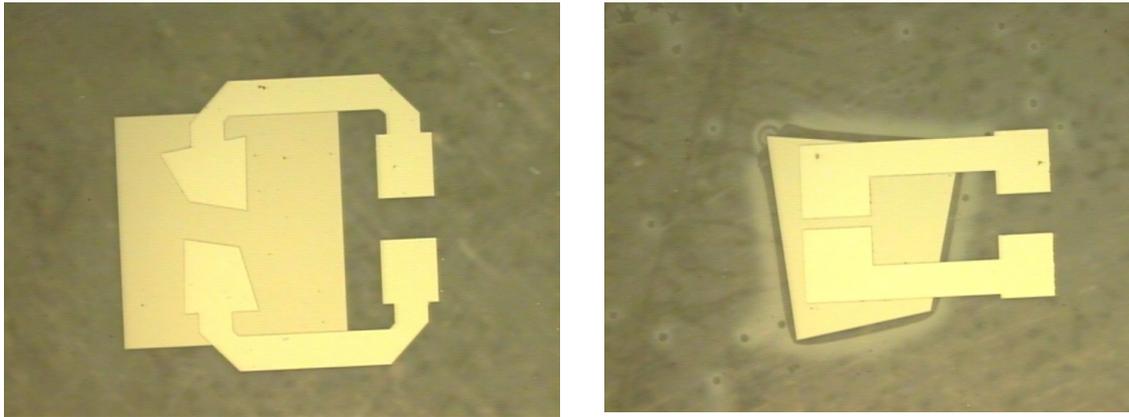


Figure 2.6: Exemples de géométries d'électrodes mises en œuvre pour les tests électriques. L'électrode en face arrière ne présente pas de motifs particuliers vis-à-vis des électrodes supérieures

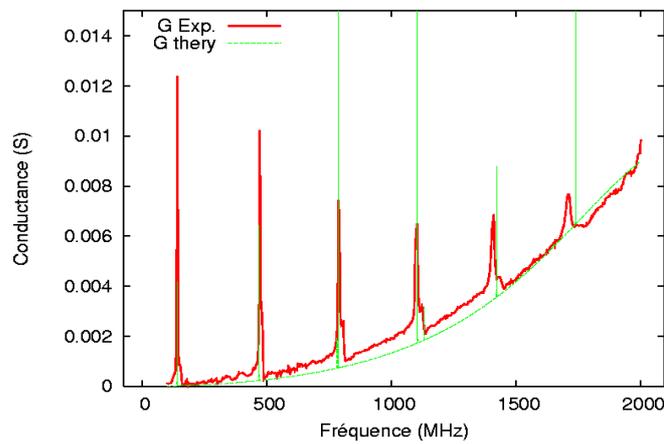


Figure 2.7: Mesure de la conductance d'un résonateur sur LiNbO₃ Y+36 (ép. 25 μ m). Superposition de la prévision théorique avec la contribution électromagnétique parasite simulée par ajustement paramétrique

	coefficient de couplage expérimental	coefficient de couplage théorique
Fondamental	18 %	20 %
Harmonique #3	5 %	3 %
Harmonique #5	1 %	0,9 %

Tableau 6: Comparaison mesures/théorie du coefficient de couplage k^2 (en %)

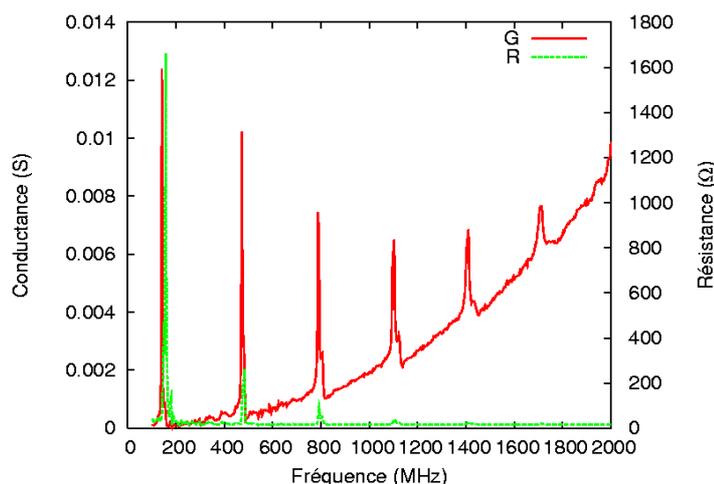


Figure 2.8: Estimation du couplage des trois premières contributions par extraction des fréquences de résonance et d'anti-résonance (fondamental=18%, harmonique 3=5%, harmonique 5=1%)

Enfin, nous avons caractérisé la sensibilité en température du mode fondamental de nos résonateurs (épaisseur $25\mu\text{m}$, mode fondamental à 140 MHz). On trouve une dérive thermique de l'ordre de -85 ppm/K , en cohérence avec les données publiées sur ce matériau. Cette dérive assez forte incite à rechercher des solutions de compensation si l'on entend conserver ce matériau pour l'application finale. Notons que les modes harmoniques suivent la même loi fréquence-température.

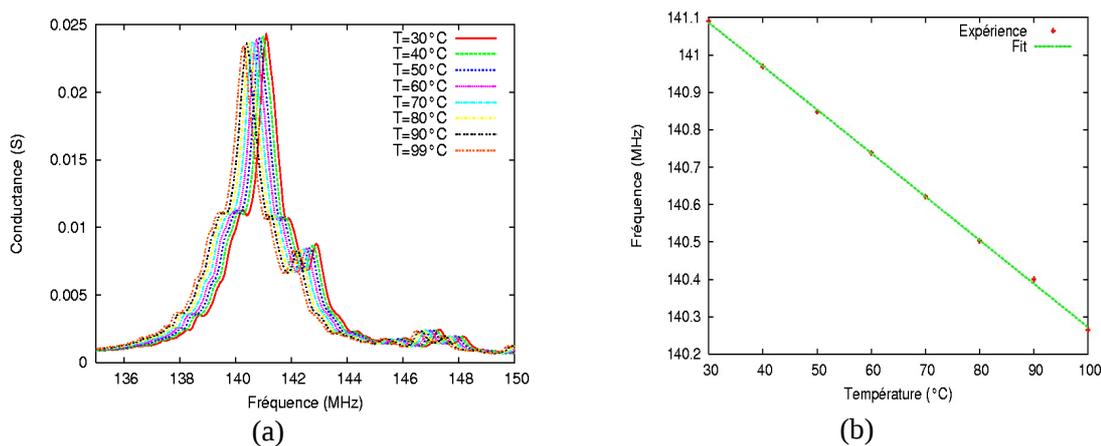


Figure 2.9: Caractérisation de la loi fréquence-température d'un résonateur fabriqué sur LiNbO_3 Y+36, ép. $25\mu\text{m}$, mode fondamental

À ce point une première conclusion s'impose. Nous avons validé les premières étapes de la technologie que nous souhaitons développer. Néanmoins, nous restons loin (1 ordre de grandeur) des épaisseurs à atteindre pour les objectifs de filtrage (1,5 GHz nécessite une épaisseur de 2,5

µm). On rajoute à cela les propriétés du matériau de base et l'on voit qu'on ne peut répondre au cahier des charges des applications filtres. L'amélioration du coefficient de qualité pour répondre à la problématique des sources, la simplification du procédé de fabrication sont les raisons qui nous ont poussé à changer de stratégie dans le choix de la topologie du résonateur et nous a réorienté vers des résonateurs de type HBAR.

2. Conception et réalisation de résonateurs HBAR utilisant une couche mince piézoélectrique monocristalline sur silicium

Les méthodes de collage par matériau intermédiaire ductile sont connues de longue date et ont été éprouvées pour différentes applications [46]. L'or est un matériau particulièrement propice au collage par thermo-compression, compte tenu de ses propriétés plastiques concomitantes à une robustesse mécanique suffisante pour assurer une véritable liaison acoustique entre les matériaux à associer. La présence d'une couche métallique à l'interface est par ailleurs très avantageuse pour la fabrication de résonateur HBAR et fournit naturellement la contre-électrode « enterrée ». Du dispositif pour réaliser cette opération, on métallise les deux faces à mettre en contact à l'aide d'un film d'or (100 à 200 nm de chaque côté de la future interface). Dans notre cas, nous avons testé une solution originale consistant à réaliser le report sans élévation de température. En effet, des premiers tests avaient été réalisés en chauffant l'assemblage durant l'application de la pression destinée à créer la liaison solide à une température de 90°C, pour s'approcher au plus des conditions de création d'un eutectique favorisant la diffusion du métal. Si le collage s'est révélé probant, la plaquette composite a volé en éclats, soumise à des effets de dilatation thermo-différentielle dépassant sa limite d'élasticité, comme en atteste la figure 2.10. Nous avons donc éliminé la phase de chauffage et décidé de ne conserver qu'un pressage longue durée en comptant sur les qualités des surface en regard pour assurer la liaison finale et exploiter la ductilité du matériau-joint pour créer le collage.

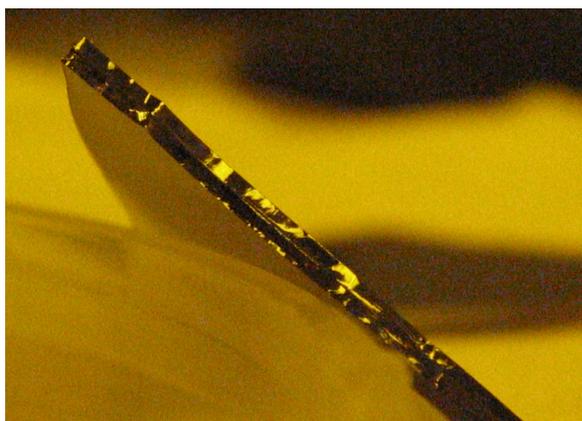


Figure 2.10: Premiers résultats de collage Au/Au : la plaquette n'a pas survécu au traitement thermique appliqué durant le collage, mais les éléments résiduels restent solidaires.

Cette approche s'est révélée payante puisque plusieurs plaquettes composites avec différentes orientations de niobate (coupes (YXl)/36° et ZX) ont pu être achevées de la sorte sans défaut, en se contentant de maintenir une température de 30°C durant les 16 heures d'application de la pression (3000 Newtons sur la surface de la plaquette).

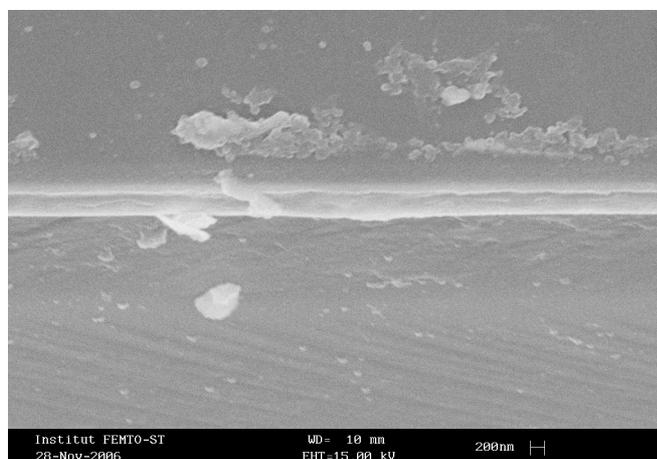


Figure 2.11: Image MEB (microscope électronique à balayage) de l'interface LiNbO3/Si. On note la couche mince (200nm) d'or uniforme

Le collage de 500 μm de niobate sur 380 μm de silicium semble donc une voie particulièrement attractive puisque simple et assez efficace, les 200 à 300 nm d'or résiduels ne constituant pas une difficulté du point de vue de l'acoustique et donnant accès à un port électrique « naturel » que nous pouvons exploiter à loisir.

Nous avons également testé la résistance du substrat composite ainsi fabriqué aux opérations de rodage et de polissage. Les premières réalisations de rodage et de polissages ont été faites à l'institut FEMTO-ST, mais l'équipement ne s'est pas montré adéquat. La plaquette à amincir était tenue par une couche d'arcanson. Cette colle répartie de façon peu uniforme, a rendu l'épaisseur de niobate de lithium inhomogène. Pour palier à ce problème nous avons remplacé l'arcanson par un film adhésif double face et contrôlé en épaisseur. Cependant la plaquette étant excentrée sur le plateau, la planéité n'est pas conservée. En vue d'une possible industrialisation de la production de ces plaquettes, nous avons contacté la société OPTICAD qui a pris en charge le rodage et le polissage de la plaquette jusqu'à une épaisseur de 80 μm , certes assez éloignée de ce que nous cherchons à réaliser mais par ailleurs garantie. Leur procédé d'amincissement ne nous a pas été précisé. L'opération s'est parfaitement déroulée mais a mis à jour un défaut de propreté (des poussières ont été piégées à l'interface de collage) qui n'ont cependant pas nuis à la résistance globale de la plaquette. Nous avons donc pu effectuer plusieurs tests d'excitation/détection d'ondes de volume en déposant des électrodes en face supérieure du niobate et en utilisant le principe des deux résonateurs couplés en série déjà exploité dans les travaux précédents (partie 1), le plan de collage jouant le rôle d'électrode flottante.

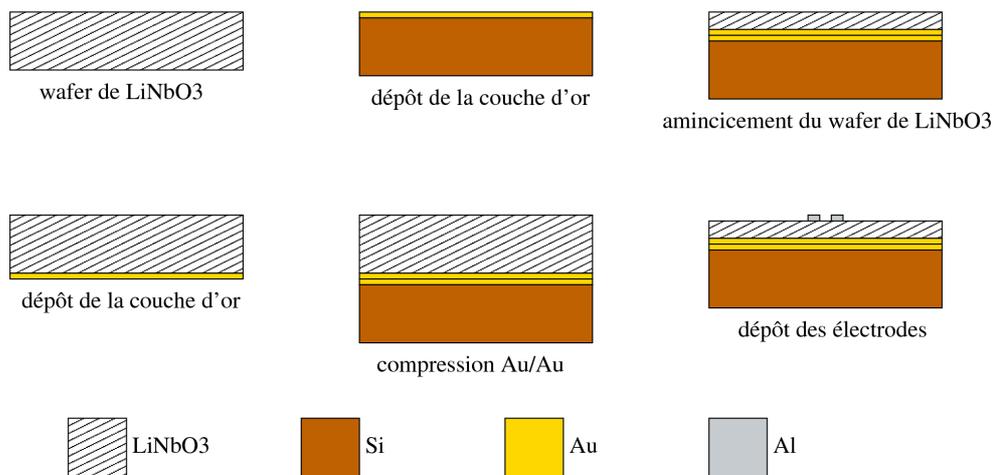


Figure 2.12.: Procédé de fabrication des résonateurs HBAR

Les mesures ont porté sur le comportement spectral de l'assemblage niobate/Si ainsi que sur la sensibilité de la fréquence aux effets de température quasi-statique. La figure 2.13 montre le spectre large bande de deux résonateurs en série, avec un zoom sur la région entre 400 et 450 MHz en figure 2.14. On compare les résultats théoriques issus de nos outils d'analyse avec les mesures et l'on montre que la structure est correctement simulée pour une épaisseur de silicium de 380 μm , avec 76 μm de niobate (YXl)/36° et une interface d'or de 200 nm (on estime la surface totale des

électrodes à $62500\mu\text{m}^2$). On montre ainsi que la distribution spectrale est parfaitement prévisible avec cette configuration. Pour conclure sur les tests menés avec cet échantillon, nous avons mesuré la sensibilité du mode au voisinage de 420 MHz aux effets de température (figure 2.15). Comme le montre la figure 2.16, nous mesurons une dérive thermique linéaire de la fréquence de -41 ppm/K, à comparer aux -48 ppm/K annoncés par la théorie. Nous pouvons conjecturer que les effets de contraintes thermo-différentiels viennent modifier sensiblement le comportement thermoélastique de la plaquette, mais la valeur expérimentale reste raisonnablement proche de celle calculée en négligeant les contraintes dues au différentiel de dilatation thermique. Nous réaliserons d'autres essais pour d'autres épaisseurs pour affiner notre compréhension du problème. Ce premier résultat montre néanmoins que le résonateur HBAR constitue une voie prometteuse pour la réduction des sensibilités thermiques des résonateurs RF.

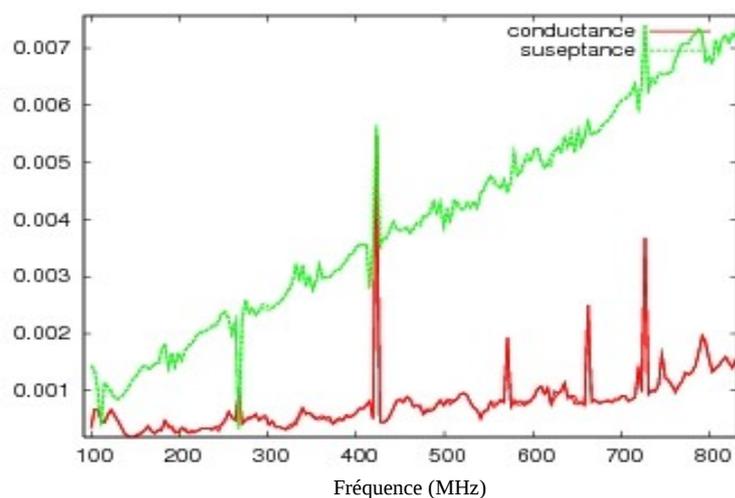


Figure 2.13: Mesure large bande du spectre du dispositif HBAR sur niobate (Y+36)/silicium

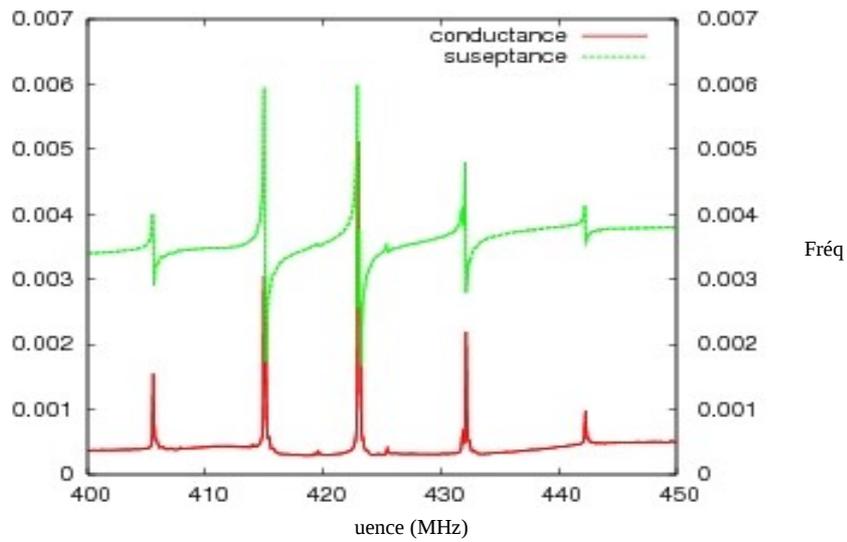


Figure 2.14: Zoom sur la zone spectrale 400-450MHz, mise en évidence de résonances parfaitement définies

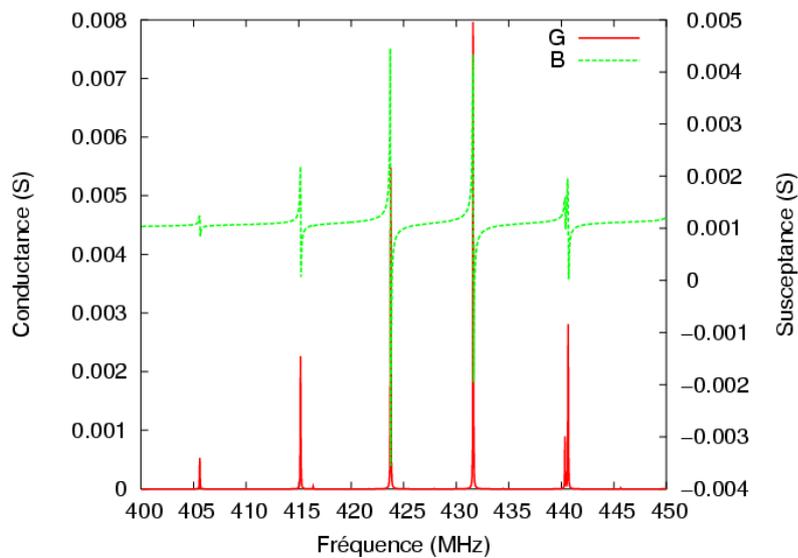


Figure 2.15: Admittance théorique du résonateur HBAR idéal sur niobate (Y+36)/silicium

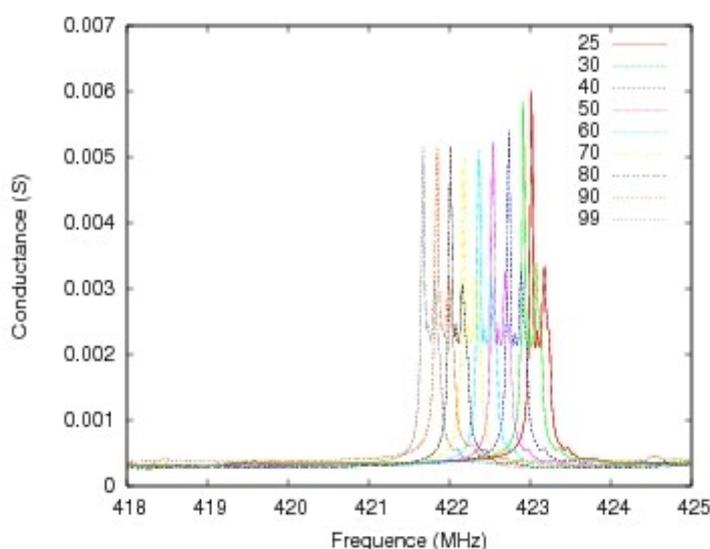


Figure 2.16: Sensibilité du mode à 423 MHz aux effets thermiques statiques

Les résonateurs affichent un coefficient de qualité proche de 7500 à 430 MHz, donnant un produit $Q.f$ de 3.2×10^{12} et un coefficient de couplage $K_s^2 = 0.16\%$.

Les mêmes résonateurs ont subi une deuxième étape de polissage ramenant l'épaisseur du niobate de lithium à 40 microns sur 380 microns de silicium. Dans ce cas les résonateurs affichent un coefficient de qualité proche de 2800 à 1507 MHz, donnant un produit $Q.f$ de 4.2×10^{12} et un coefficient de couplage $K_s^2 = 0.08\%$. Ce produit $Q.f$ limité peut être expliqué par le mauvais parallélisme entre la surface du niobate de lithium et l'interface silicium-niobate. Ce défaut s'explique par l'excentricité de la plaquette durant l'étape de rodage-polissage conduisant à un effort inhomogène du plateau. Ce défaut ajouté à notre topologie de résonateur série (comme expliqué dans la partie FBAR) conduit à un coefficient de qualité limité.

3. Conception et réalisation de résonateurs HBAR sur substrat de haute qualité acoustique

Nous avons travaillé sur de nouveaux empilements de matériaux associant une couche piézoélectrique mince, déposée (AlN) ou affinée (LiNbO_3) sur des substrats de saphir et de niobate de lithium, afin d'identifier les limites en termes de coefficients de qualité atteignables selon cette approche et de valider les produits $Q.f$ exceptionnels ainsi atteints par Lakin et al. dans les années 90 [47]. Grâce aux efforts des personnels de la plate-forme MIMENTO de FEMTO-ST, en particulier Jean-Yves Rauch ayant réussi à définir un point de fonctionnement du bâti RF Alcatel produisant des couches d'AlN piézoélectriques, capables d'engendrer des ondes longitudinales, nous avons pu réaliser un dépôt de 2 μm de nitrure d'aluminium sur une électrode de titane-platine

(Ti-Pt) (20nm et 100 nm respectivement) préalablement déposée sur une plaquette de 2" de saphir. La réalisation d'électrodes en aluminium sur la surface résultante a permis de caractériser la réponse de résonateurs harmoniques comme le montre la figure 2.17. On voit ainsi le comportement spectral habituel de ce type de résonateurs, avec un optimum de couplage correspondant au mode fondamental de la couche d'AlN seule. Dans cette région (1,5 – 2 GHz), on a pu caractériser des coefficients de qualité de la résonance de l'ordre de 29000 au voisinage de 1,5 GHz, avec néanmoins des couplages électromécaniques faibles (0,016%), imputables à la qualité du film d'AlN et à ses propriétés piézoélectriques mais également au rang harmonique utilisé ici. Par ailleurs, le film s'avère assez inhomogène, ce qui engendre un élargissement indésirable de la résonance comme l'illustre la figure 2.18. Le produit $Q.f$ correspondant est donc de l'ordre de $4,3 \times 10^{13}$, ce qui se révèle nettement inférieur aux résultats de Lakin [47] mais donne malgré tout la tendance liée à l'utilisation de saphir comme substrat de propagation.

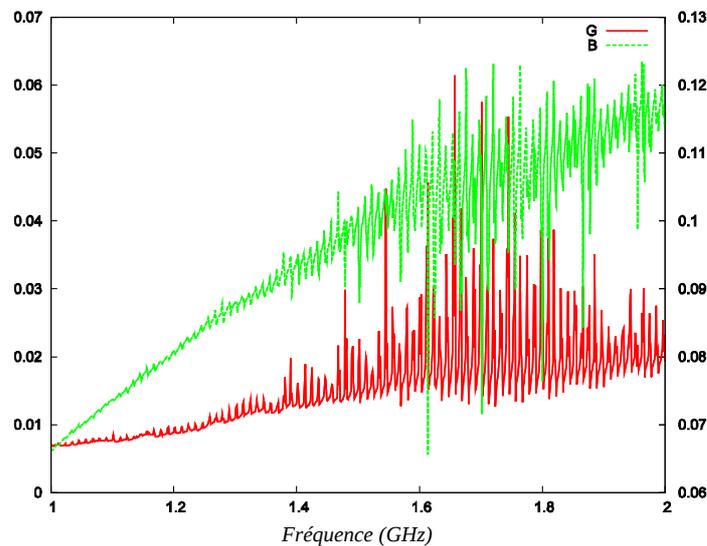


Figure 2.17: Admittance expérimentale large bande d'un résonateur à modes harmoniques sur AlN/saphir. On visualise particulièrement bien la zone de couplage optimal entre 1,5 et 2 GHz.

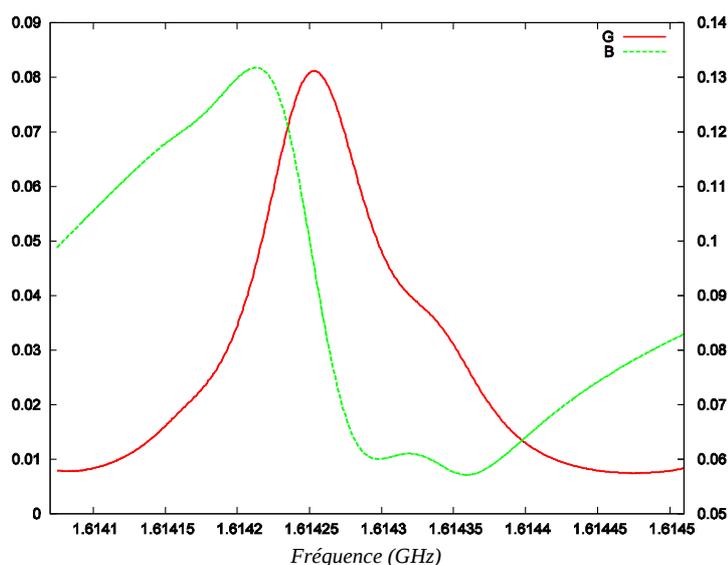


Figure 2.18: Résonance à 1,61 GHz, on note en particulier l'élargissement du pic aux fréquences hautes, traduisant l'inhomogénéité du dépôt de nitrure (le dispositif testé est constitué de deux résonateurs en série)

Des résultats assez comparables ont été obtenus avec une plaque de niobate reportée par collage or/or sur une plaque de saphir de 380 μm saphir et affinée par rodage et polissage à une épaisseur de 1,7 μm accidentellement. Des coefficients de qualité de l'ordre de 26000 ont été mesurés sur cet empilement au voisinage de 1.97 GHz, donnant lieu à un produit $Q.f$ de l'ordre de $5,2 \times 10^{13}$ (figure 2.19) pour un couplage électromécanique bien entendu supérieur au cas précédent ($K_s^2 = 0,5\%$) et des résonances au-delà de 2 GHz (figure 2.20). Bien que nous ayons amélioré le produit $Q.f$ et le couplage simultanément, nous pensons que ce résultat reste bien en-deçà de ce qu'il est possible d'obtenir compte tenu des défauts évidents de parallélisme de la couche d'excitation et l'état de contrainte manifeste de saphir, suite au traitement un peu confus que celui-ci a subi lors de l'affinement du niobate. Nous en restons là par manque de temps, mais il paraît clair qu'un jeu d'expériences complémentaires avec une maîtrise améliorée des étapes de rodage/polissage devraient permettre de dépasser ces limites encourageantes.

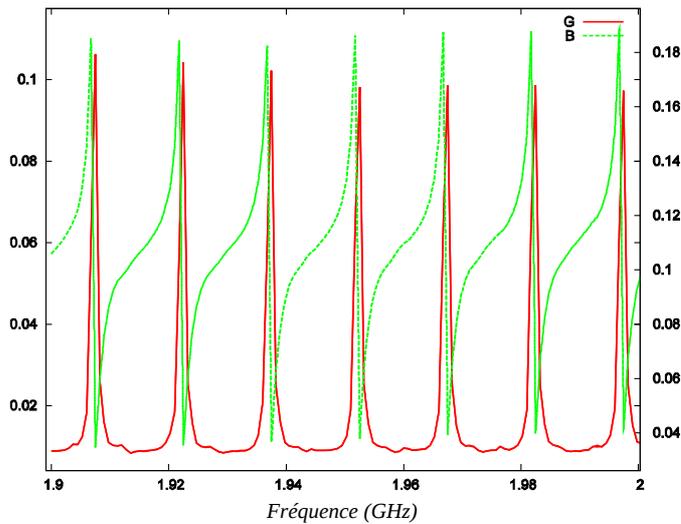


Figure 2.19: Admittance expérimentale d'un HBAR Niobate de lithium/Saphir au voisinage de 1,9 GHz pour lequel on note de nombreuses contributions parfaitement définies en termes de résonances et de couplage, on notera l'absence quasi-totale de modes parasites pour cette structure.

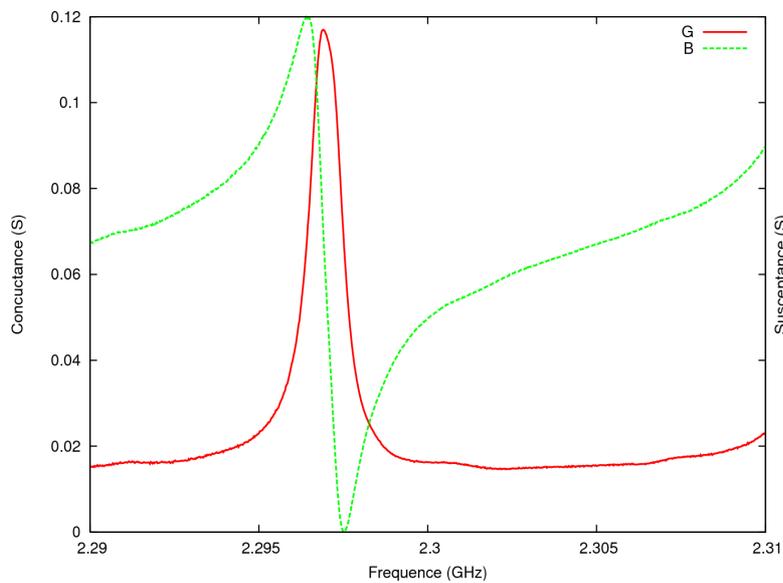


Figure 2.20.: Admittance harmonique au voisinage de 2,3 GHz d'un résonateur HBAR Niobate de lithium/Saphir

Enfin, pour clore cette partie, nous reportons les résultats particulièrement encourageants, relatifs à une structure HBAR à base de niobate de lithium sur niobate de lithium (coupe Y+36), assez similaire à celle déjà mise en œuvre lors de nos travaux précédents, mais pour laquelle la société OPTICAD nous a confirmé qu'un soin particulier a été apporté aux opérations de rodage/polissage,

à la maîtrise du parallélisme et à la réduction des contraintes induites lors des étapes technologiques traumatisantes mentionnées ci-dessus. Nous avons alors obtenu une couche de 34 μm de niobate sur un wafer de niobate épais de 350 μm . Les résonateurs correspondant ont montré des facteurs de qualité Q approchant les 53000 à 1.5 GHz (figure 2.21), soit un produit $Q.f$ de 8.1×10^{13} assorti d'un couplage $K_s^2 = 0,06\%$ lié à l'épaisseur de la plaque de transduction. En effet, l'optimum de couplage se situe au voisinage de 110 MHz dans cette configuration, contre 2,2 GHz dans le cas précédent. On note que cet optimum se reproduit pour tous les harmoniques impairs comme il se doit, jusqu'au rang 19 (figure 2.22, on ne voit pas le fondamental sur cette figure), ce qui nous place aux alentours de 2,2 GHz. En focalisant sur les modes constituant chaque paquet de résonances, on voit effectivement, séparés de 10 MHz, des modes parfaitement résolus, pratiquement dénués de réponses parasites et atteignant régulièrement des coefficients de qualité de plusieurs dizaines de milliers.

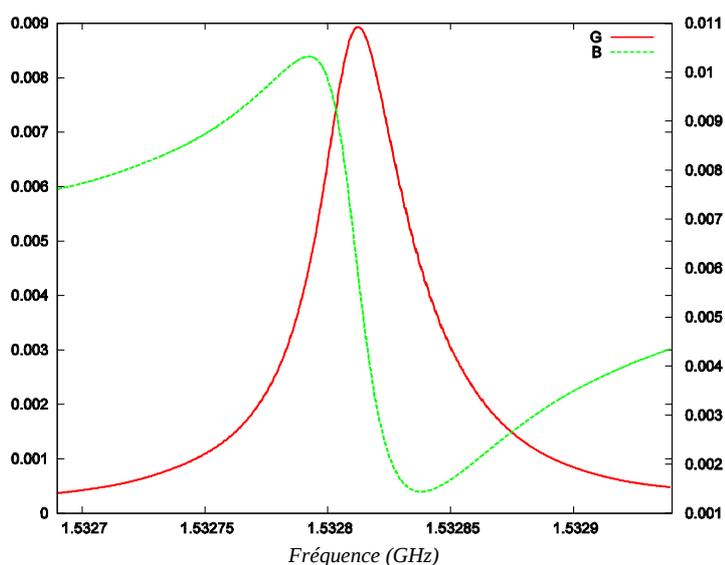


Figure 2.21: Admittance harmonique au voisinage de 1,5 GHz d'un résonateur HBAR LiNbO₃/LiNbO₃ ($Q=53000$, $K_s^2=0,06\%$)

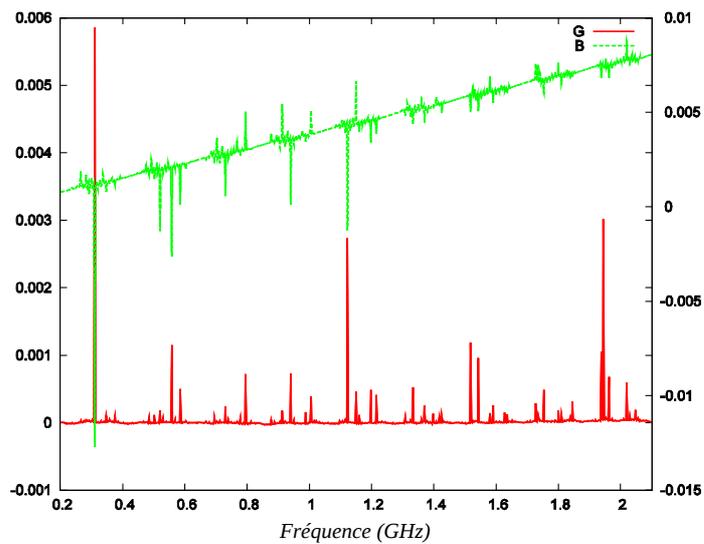


Figure 2.22: Réponse (admittance) large bande du même dispositif. On constate un optimum de couplage pour tous les harmoniques impairs de la résonance du transducteur seul ($e=34\mu\text{m}$, $f=110\text{MHz}$)

Sur ces aspects résonateurs, on conclut donc que des facteurs de mérite très élevés peuvent être obtenus aux fréquences qui nous intéressent. Reste maintenant à démontrer la possibilité de maximaliser le coefficient de couplage électromécanique à ces fréquences, qui passe par des couches d'excitation plus fines mais aussi des substrats également plus minces.

	AlN/Saphir	LiNbO ₃ /Saphir	LiNbO ₃ /LiNbO ₃
Q	29000	26000	53000
f_r	1,49 GHz	1,97 GHz	1,5 GHz
K^2	0,0016 %	0,05 %	0,006 %
$Q.f$	$4,32 \times 10^{13}$	$5,2 \times 10^{13}$	$8,1 \times 10^{13}$

Tableau 7: Résumé des résultats obtenus pour les HBAR à haut coefficient de qualité

4. Expérimentation de différentes formes géométriques d'électrodes

Tous les résultats obtenus dans les parties précédentes pour nos résonateurs HBAR et FBAR correspondaient à des géométries d'électrodes rectangulaires ou s'inspirant des travaux menés pour les résonateurs FBAR à films minces [48] pour lesquels l'élimination de modes de plaques pouvant interférer avec le mode de volume s'avérait incontournable. De tels modes peuvent apparaître pour

des configurations d'électrodes ou de membranes favorisant leur apparition, c'est à dire des membranes ou électrodes circulaires ou rectangulaires. Néanmoins, l'utilisation de structures de type HBAR, telles que nous les avons mises en oeuvre, rend quasiment impossible l'excitation de tels modes du fait de la très grande épaisseur de la plaque au sein de laquelle l'onde se propage et du couplage médiocre de ces modes parasites compte tenu de la structure d'excitation. Il est alors légitime de réfléchir à l'impact de la forme des électrodes, puisque l'excitation de modes de volume n'implique pas ou peu l'apparition de modes indésirables. Nous nous reportons donc à l'intéressante publication de Détaint & al. [49] montrant l'intérêt des électrodes à symétrie de révolution pour l'amélioration du piégeage des modes dans le volume de propagation. Nous avons limité les formes d'électrodes testées à 4 figures archétypes. La figure 2.23 recense les formes étudiées et en donne les dimensions typiques.

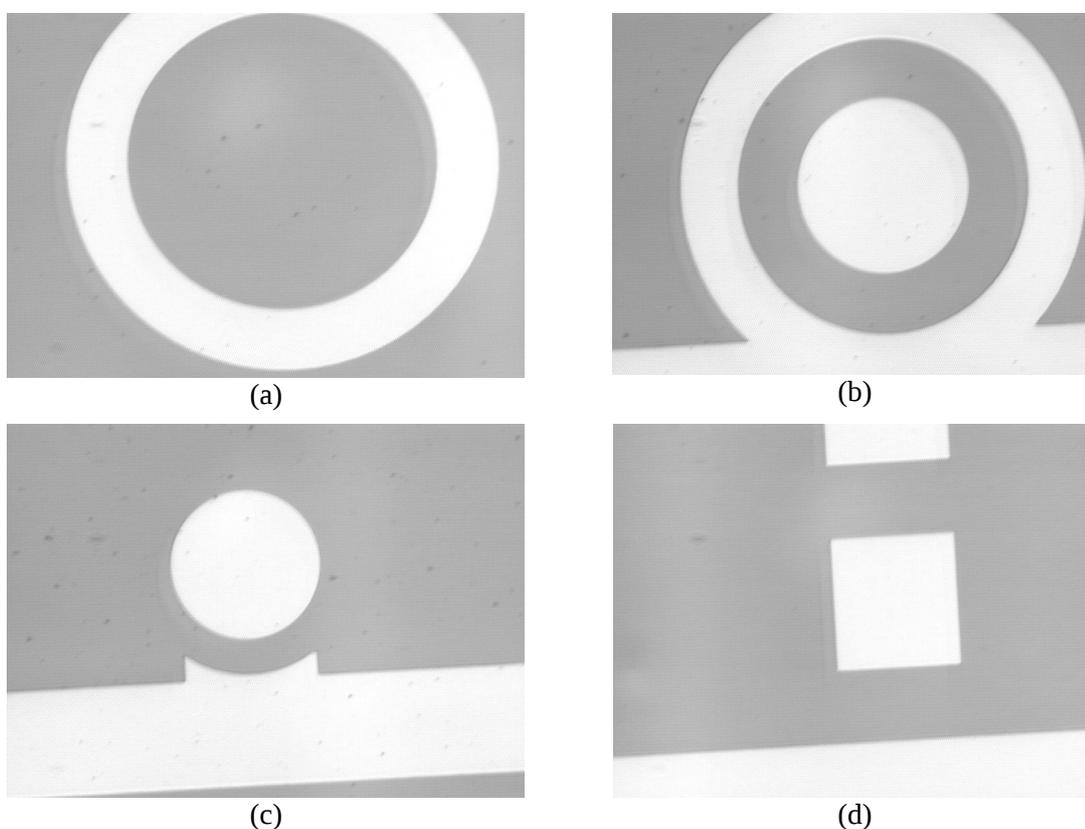


Figure 2.23: Formes d'électrodes considérées pour l'optimisation de résonateurs HBAR et FBAR (a) anneau diamètres intérieurs et extérieurs 735 et 1040 μm (b) cible – diamètre point chaud 440 μm , anneau idem 23(a) (c) cercle – diamètre point chaud 360 μm (d) carré – côté 320 μm , l'écart point chaud point froid est toujours de 180 μm

Ces dispositifs ont été mis en oeuvre sur un substrat de 3" de diamètre constitué de niobate de lithium épais de 17 μm reporté via une couche mince (200 nm) d'or sur du saphir épais de 400 μm . Seule l'électrode supérieure est profilée, la contre-électrode servant comme précédemment de couche de collage. On notera toutefois qu'un retour de masse a été prévu sur ce nouveau masque

afin de garantir une qualité de contact optimale et d'éviter les potentiels flottants ne permettant pas toujours la maîtrise de l'excitation. Cette structure niobate/saphir s'est révélée mal fabriquée, le niobate présentant des défauts de collage sur le saphir pour des raisons mal identifiées (le collage, réalisé peu avant le déménagement de la salle blanche de FEMTO-ST, aura pu souffrir du manque de propreté de la salle et des perturbations ainsi induites, de plus l'épaisseur de la plaquette de saphir était notablement inhomogène). Par voie de conséquence, les conclusions que nous serions amenés à tirer des expériences menées sur ces véhicules de test ne peuvent être que circonstanciées à ce type d'objet et ne permettent en aucun cas l'établissement de règles générales. Malgré cette restriction, nous reportons les résultats des mesures tant elles s'avèrent instructives, au moins au niveau des effets capacitifs parasites susceptibles de nuire à la qualité spectrale de la réponse des résonateurs.

La figure 2.24 montre les admittances mesurées pour les 4 formes d'électrodes de la figure 2.14. Le premier résultat mis en évidence par cette figure concerne la perturbation de la ligne de base de la conductance des résonateurs à électrode annulaire qui témoigne de pertes croissant avec la fréquence. Ce phénomène, certes présent sur toutes les mesures, s'avère cependant négligeable pour les autres formes d'électrodes, et particulièrement peu marqué pour les électrodes carrées et rondes.

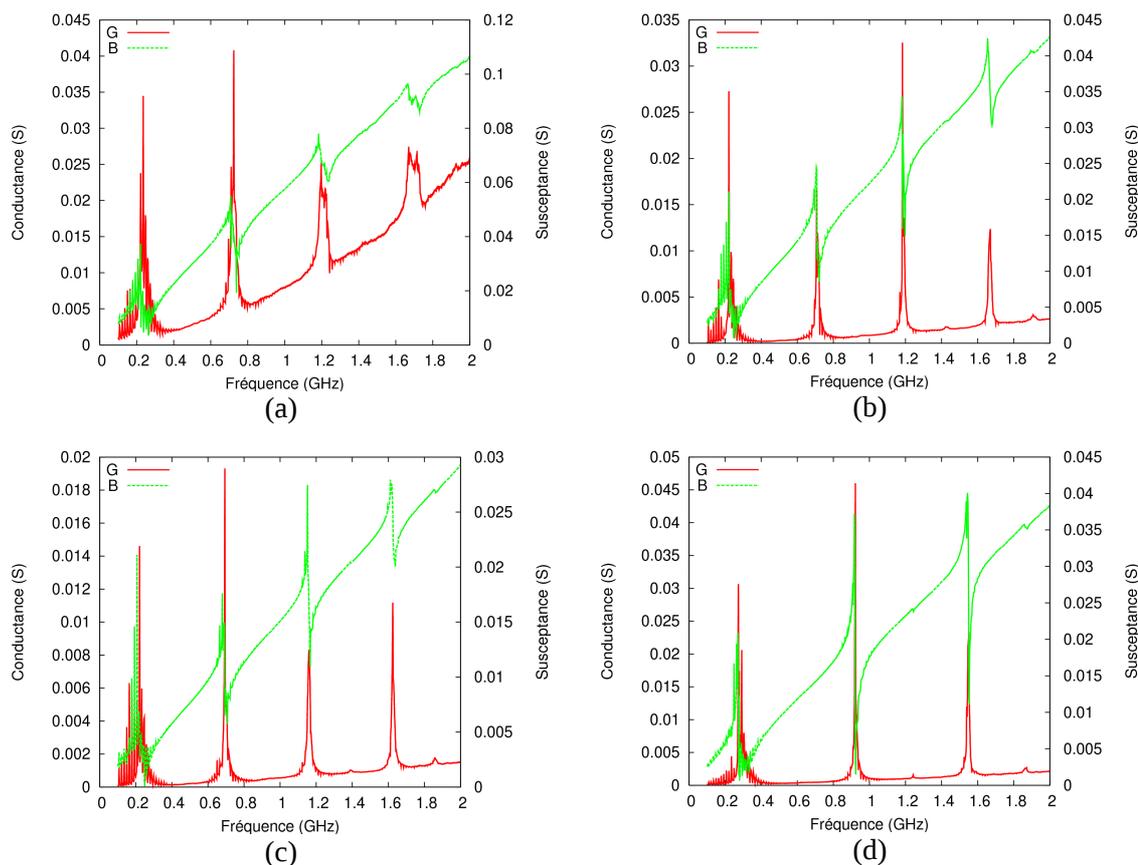


Figure 2.24: Admittances expérimentales, mesurées pour les différentes électrodes considérées (a) anneau (b) cible (c) cercle (d) carré

Pour toutes les mesures, et particulièrement celles correspondant aux électrodes cibles, rondes et carrées, la réponse typique du résonateur HBAR ne s'avère qu'au voisinage du mode fondamental de l'élément de transduction seul (plaque amincie de niobate munie de ses électrodes), signe du collage partiel de la plaque de niobate sur le saphir. On note néanmoins des contributions très bien définies et montrant a priori une belle qualité de résonance pour les harmoniques 3 et 5 du mode précédemment décrit. Nous avons mesuré la réponse d'un résonateur à électrode carrée sur une bande plus large afin d'identifier la limite effective de fonctionnement du résonateur. La figure 2.16 rend compte de cette mesure, montrant l'existence de modes harmoniques pairs du mode fondamental décrit plus haut au-delà de l'harmonique 9, et la possibilité de mesurer des contributions à l'admittance jusqu'à 6 GHz, correspondant à l'harmonique 19. Les réponses sont néanmoins très dégradées et incompatibles avec une quelconque utilisation. L'apparition de modes pairs, incompatibles des conditions aux limites pour la plaque-transducteur seule reste inexpliquée. On suppose que le phénomène trouve son origine dans la mauvaise maîtrise des conditions de fabrication de ces résonateurs, mais l'absence de justification chiffrée suscite la mise en oeuvre d'une analyse plus poussée.

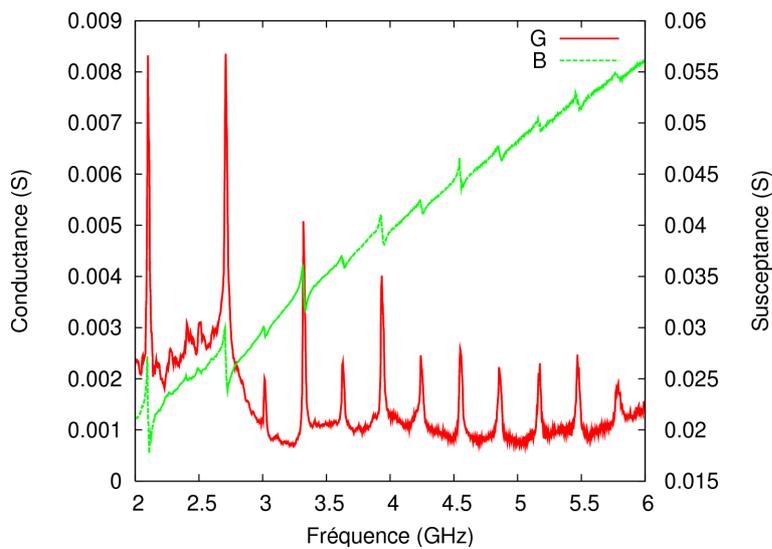


Figure 2.25: Mesure large bande de la réponse du résonateur de la figure 2.23(d) à électrode carrée, l'harmonique 9 s'avère au voisinage de 2,1 GHz, apparition des harmoniques pairs à partir de 3 GHz (harmonique 12).

Comme noté plus haut, certaines de ces contributions harmoniques présentent des pics de conductance bien définis. Nous avons cherché à caractériser ceux-ci de façon plus précise, le résultat des mesures correspondantes étant reporté en figure 2.26. On observe effectivement des pics de conductance très étroits au voisinage de 2 et 3 GHz, mais si l'on est tenté par une estimation de coefficient de qualité, il ne faut pas perdre de vue que ces contributions restent en régime capacitif, ne permettant aucune rotation de phase nécessaire à la stabilisation d'un oscillateur.

A première vue, ces résultats semblent assez décevants pour les résonateurs dipolaires testés. Le comportement de ces résonateurs se rapproche singulièrement des premiers résonateurs FBAR réalisés et diffère notablement de celui des HBAR ayant donné lieu aux coefficients de qualité records enregistrés pour les structure de type niobate/niobate. La mesure des effets de température sur le résonateur à électrodes carrés achève de semer le doute et de rendre opaque l'interprétation des phénomènes mis en jeu. On note effectivement une dérive thermique de la fréquence particulièrement faible, à -30 ppm.K^{-1} (figure 2.18) là où l'on aurait pu s'attendre aux -85 ppm.K^{-1} du niobate. Le collage partiel de la plaque-transducteur au substrat de saphir pourrait néanmoins expliquer ce résultat, le niobate ne pouvant se dilater librement compte tenu du comportement thermoélastique du substrat de saphir. L'origine de ce faible coefficient de température de la fréquence reposerait alors sur un jeu de contraintes thermo-différentielles dont nous ne maîtrisons pas l'ampleur actuellement. De surcroît, l'amplitude de la résonance s'écroule avec la montée en température. Il va de soi que de tels phénomènes méritent approfondissement, tant des points de vue théorique qu'expérimental. Pour des raisons de temps nous n'avons pas pu pousser cette étude

analyse à terme. On souligne néanmoins que la richesse des résultats expérimentaux encourage à passer plus loin nos développements, qu'il s'agisse de FBAR ou de HBAR.

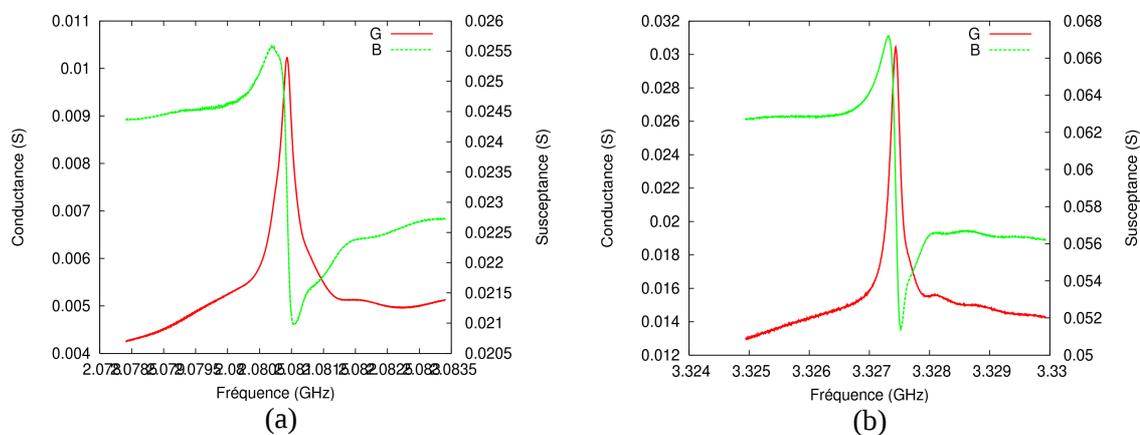


Figure 2.26: Contribution des harmoniques 9 (a) et 13 (b) à l'admittance du résonateur à électrode carrée (Q apparents de l'ordre de 5400 à 2 GHz et de 13300 à 3,3 GHz)

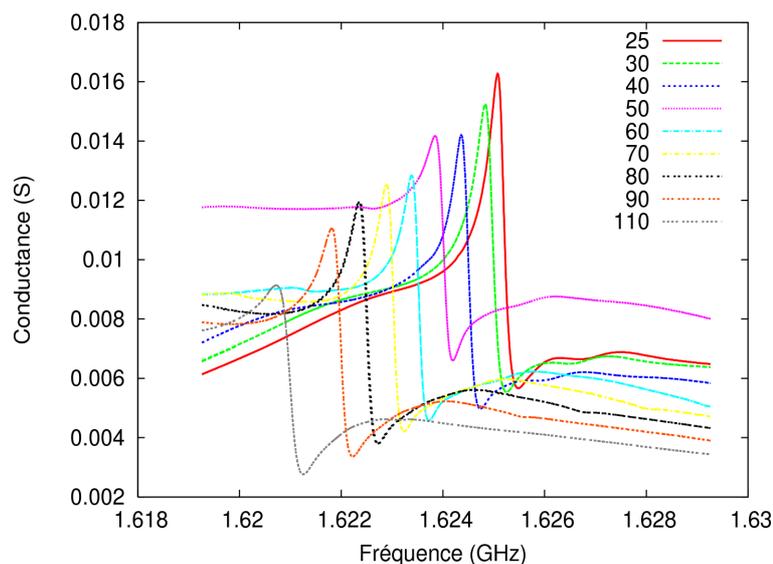


Figure 2.27: Sensibilité en température de l'harmonique 5 du résonateur à électrode carrée, $CTF1$ voisin de -30 ppm.K^{-1}

Conclusion

Pour conclure ce chapitre, ces travaux menés au sein de cette thèse ont donné lieu à la mise au

point de divers procédés technologiques de fabrication de résonateurs FBAR et HBAR à base de matériaux mono-cristallins, principalement du niobate de lithium pour l'excitation et la détection d'ondes de polarisation longitudinale. De nombreuses structures ont été fabriquées et caractérisées. La technologie mise en oeuvre sur la plate-forme MIMENTO de FEMTO-ST nous permet d'affiner les matériaux piézoélectriques reportés sur divers types de supports de haute qualité acoustique dans une gamme d'épaisseur allant de 50 à 10 μ m. On peut ainsi travailler de manière efficace dans une bande de fréquence comprise entre 500 MHz et 3 GHz. Nous avons montré qu'il n'y a pas de limitations clairement identifiées aujourd'hui en termes de produit $Q.f$ ni de fréquence max, sinon que le produit $Q.f$ est au delà de 10¹⁴. L'utilisation des couches minces de niobate permet une excitation très efficace des modes. La maîtrise de l'épaisseur du niobate de lithium sous dix microns est un enjeu fondamental en vue de la banalisation des HBAR pour les applications sources et filtres. Un effort supplémentaire au niveau technologique doit être encore consenti pour atteindre la bande de fréquence 3-5 GHz, en particulier pour réduire aussi bien l'épaisseur du transducteur (vers les 5 μ m) que celle du substrat (100 μ m maxi, si possible moins) afin d'une part d'élargir l'écart entre résonances et d'autre part de favoriser des modes haute fréquence bien couplés par piézoélectricité et tirant parti d'un confinement optimal dans l'épaisseur du substrat.

Chapitre3. Compensation en température des résonateurs

Dans le cadre des travaux menés pour le développement de Nouveaux résonateurs haute-fréquence à Ondes de Volume dans les films minces piézoélectriques pour les Applications sources Embarquées (NOVAE, projet DGA N°05.34.016.) et les filtres à ondes de volume sur films minces pour les applications spatiales (CNES N°#04/CNES/1941/00-DCT094), nous proposons ici une approche permettant de tirer parti de matériaux mono-cristallins à fort couplage piézoélectrique et offrant des choix étendus de sélection de la polarisation des ondes émises dans le volume, ainsi que de la stabilité thermique remarquable de certains matériaux compensés des effets de température comme le quartz, le niobate de potassium (KNbO_3), l'orthophosphate de gallium (GaPO_4), le tétraborate de lithium (LiB_4O_7) ou la langasite ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) et ses dérivées (langatate, langanite, etc.). L'idée décrite dans les paragraphes suivants consiste à montrer la possibilité d'utiliser des orientations de niobate ou de tantalate de lithium (LiNbO_3 , LiTaO_3), ou de tout autre matériau permettant en particulier d'exciter efficacement des ondes de cisaillement comme élément de transduction et de favoriser la propagation de l'onde dans un matériau à faible dérive thermique de la fréquence. L'association des matériaux selon l'idée proposée tire parti des possibilités de collage par compression de métal à l'interface entre deux matériaux quelconques présentant des surfaces suffisamment planes pour permettre une telle opération. Nous présentons dans la première partie de ce chapitre les idées de base et le principe de leur mise en œuvre, puis nous identifions les combinaisons de matériaux et coupes particulièrement favorables aux applications sources. Après description d'une première démonstration expérimentale du concept, nous dressons la liste des possibilités offertes par cette méthode.

1. Principe de base et exemples de mise en œuvre

Les ondes de volume de cisaillement peuvent être excitées dans les monocristaux piézoélectriques pour des orientations cristallines spécifiques à chaque classe de symétrie cristalline. Certains matériaux tels que le niobate et le tantalate de lithium, ainsi que le niobate de potassium ou encore le PZT et en général les céramiques piézoélectriques permettent d'exciter ces ondes de façon particulièrement efficace (se traduisant par des coefficients de couplage électromécaniques supérieurs à 10%), avec certaines orientations cristallines propices à une très haute sélectivité de couplage des ondes longitudinales et de cisaillement. C'est également le cas pour le nitrure d'aluminium (AlN) et l'oxyde de zinc (ZnO) mais ces matériaux étant généralement obtenus par dépôt de films minces, la maîtrise de leur orientation s'avère assez délicate et l'homogénéité des

propriétés sur plaque rarement garantie. La figure 1 issue de la référence [7] montre le couplage des ondes longitudinales et de cisaillement pour les coupes à simple rotation (autour de l'axe cristallographique X) pour différents matériaux à fort couplage piézoélectrique. Ces valeurs sont obtenues en supposant l'excitation des ondes dans un résonateur plan-plan par des électrodes infiniment minces déposées sur les surfaces en regard (modèle unidimensionnel). On note que l'AlN (de même que le ZnO) présente des zones angulaires pour lesquelles seuls les modes de cisaillement présentent un couplage non nul, à savoir la coupe YX et son proche voisinage ainsi que la coupe (YxI)/ $45^\circ \pm 5^\circ$. De façon similaire, la coupe YX de niobate de potassium présente le même phénomène. Enfin, le tantalate et le niobate de lithium présentent une zone angulaire de 10° centrée autour de la coupe (YXI)/ 163° pour laquelle l'onde longitudinale n'est quasiment pas couplée et l'excitation de l'onde de cisaillement particulièrement efficace (proche de son maximum de couplage). L'idée présentée ci-dessous exploite ces coupes pour la transduction d'ondes de cisaillement dans un matériau sous-jacent selon le principe des résonateurs dits HBAR (Harmonic Bulk Acoustic Resonator) à modes harmoniques d'ordre élevé [50].

L'idée assez simple consiste à associer ces coupes à ondes de cisaillement fortement couplées à un matériau de qualité acoustique bien identifiée pour lequel les ondes de cisaillement présentent un haut niveau de stabilité vis-à-vis des variations de température. C'est le cas du quartz pour lequel la sensibilité des ondes de cisaillement aux effets thermiques statiques est reporté en figure 3.2 sous forme de Coefficient de Température de la Fréquence (CTF) pour un résonateur plan-plan similaire à la structure considérée pour le calcul des couplage et vitesse de propagation reportés en figure 3.1. Ces courbes très classiques publiées dans de nombreux ouvrages de référence (voir par exemple [51]) montrent l'existence de deux zones angulaires pour lesquelles le CTF s'annule pour les ondes de cisaillement connues sous l'appellation de coupes AT (YXI)/ 36° et BT (YXI)/ -54° . Ces coupes peuvent être évaluées théoriquement de façon précise selon les approches développées en [52][53] ou [54][55]. On notera par ailleurs qu'une seule une onde de cisaillement est couplée par piézoélectricité sur les coupes à simple rotation (l'onde rapide entre les angles -90° et -24° , et l'onde lente entre -24° et 90°), les coupes AT et BT ayant été exploitées de long feu pour la fabrication de résonateurs à ondes de volume de hautes stabilité et pureté spectrale. On relève par ailleurs l'existence d'une zone d'orientation cristalline de quartz entre (YXI)/ -24° et (YXI)/ -40° pour laquelle le CTF du mode de cisaillement lent s'annule quasiment. Le CTF des ondes longitudinales sur quartz reste quant à lui toujours négatif. Il atteint une valeur minimale de $-13,4$ ppm/K pour la coupe (YXI)/ 7° correspondant à une température d'inversion (turnover) de l'ordre de 173 K (soit -100°C).

Nous allons décrire dans le paragraphe suivant le principe du calcul appliqué pour notre analyse, puis nous en présenterons les résultats de façon détaillée et indiquerons des règles simples de choix de configurations HBAR en fonction des objectifs visés.

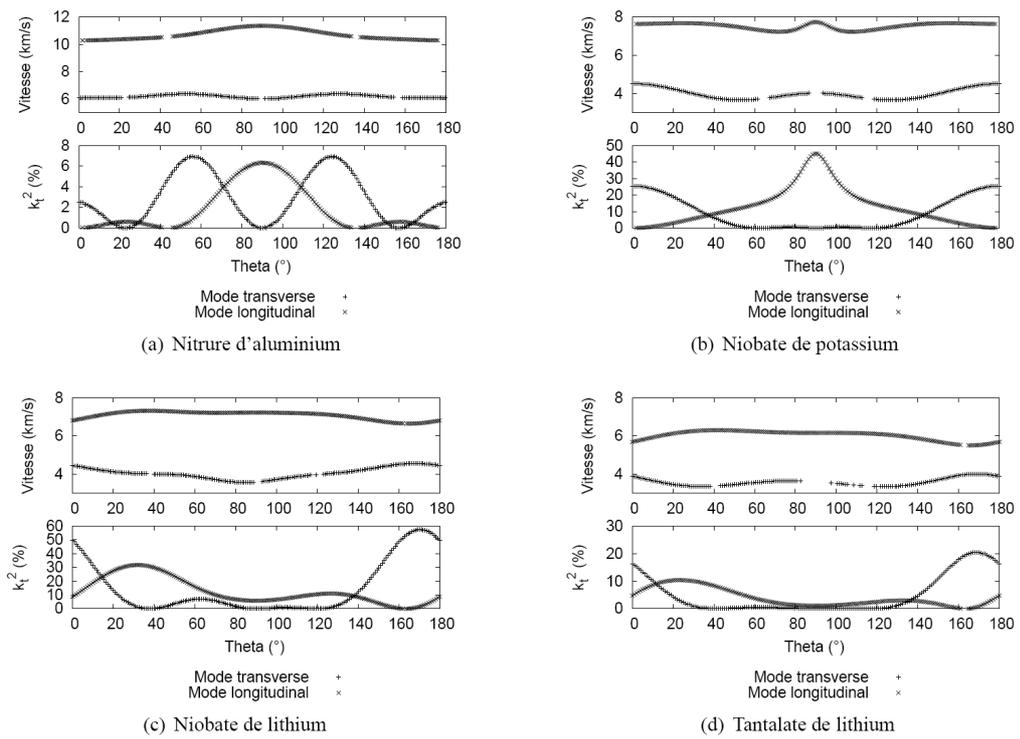


Figure 3.1: Vitesses des modes acoustiques et coefficients de couplage associés en fonction des orientations cristallines pour divers matériaux [7].

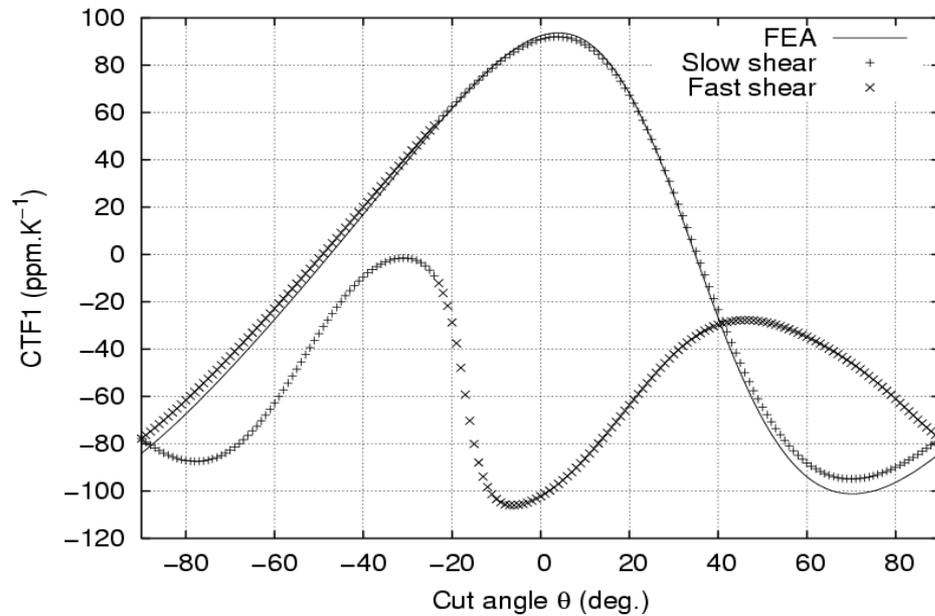


Figure 3.2: Coefficients de Température de la Fréquence (CTF) des ondes de volume de cisaillement lente et rapide dans le quartz simple rotation (YXl)/ θ avec $-90^\circ < \theta < 90^\circ$.

2. Rappel du principe de calcul des effets de température

Un résonateur HBAR (figure 3.3) est en fait constitué d'une structure résonante classique à laquelle on associe un milieu dans lequel les ondes de volume vont pouvoir s'établir sur un nombre de longueurs d'ondes proportionnel à l'ordre de l'harmonique. Au sein de la zone résonante les déplacements s'établissent suivant l'axe x_2 indépendamment des autres axes (x_1 et x_3).

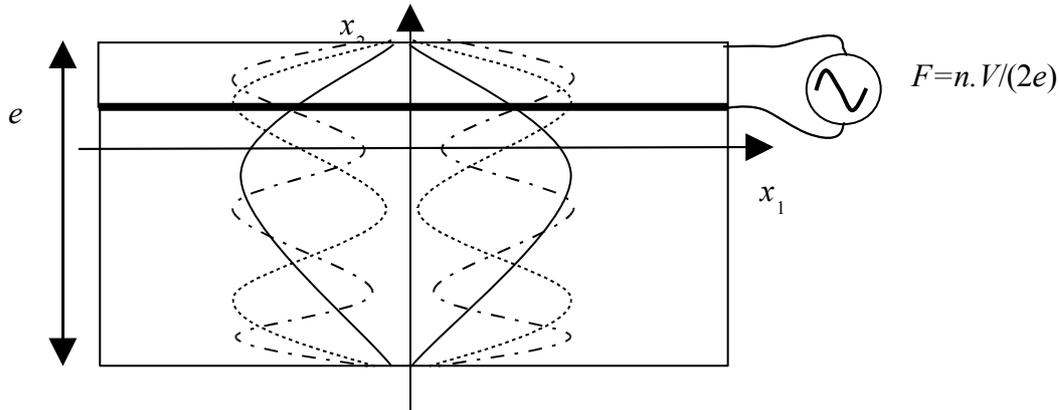


Figure 3.3: Schéma de principe du résonateur à ondes de volume à modes harmoniques, définition des axes (F est la fréquence de résonance, V est la vitesse de phase – n l'ordre de l'harmonique considérée et e l'épaisseur de l'empilement)

En régime normal de fonctionnement, on peut alors effectuer une analyse harmonique de première approximation qui conduit, si l'on néglige la piézoélectricité, aux deux équations suivantes :

$$\text{équation de la dynamique} \quad \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{i2i2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_2^2} \quad (3.1)$$

$$\text{champ de déplacement} \quad u_i = \sum_{r=1}^n u_i^{(r)} e^{-j\omega s_2^{(r)} x_2} e^{j\omega t} \quad (3.2)$$

où ρ désigne la masse volumique et C_{i2i2} la constante élastique du matériau suivant l'axe x_2 , ω et $s_2^{(r)}$ représentent la pulsation et la lenteur suivant x_2 (l'inverse de V dans le schéma de la fig.3.3). On suppose par ailleurs l'existence possible de termes de propagation dans le plan d'excitation (x_1, x_3). La pénétration de l'onde dans le substrat est rigoureusement décrite par la combinaison linéaire de plusieurs ondes partielles numérotées r , dont on fait la somme dans (3.2). Deux termes suffisent à décrire la distribution du champ de déplacement dans l'épaisseur du substrat. A partir de (3.2) et (3.1), on écrit l'équation caractéristique (3.3) suivante :

$$\sum_{r=1}^n \left(s_2^{(r)2} - \frac{\rho}{C_{i2i2}} \right) \omega^2 u_i^{(r)} e^{-j\omega s_2^{(r)} x_2} e^{j\omega t} = 0 \quad (3.3)$$

En fonction de l'épaisseur du substrat la lenteur s'exprime comme suit :

$$s_2^{(r)} = \pm \sqrt{\frac{\rho}{C_{i2i2}}} = \pm s_{l,t} \quad (3.4)$$

D'où l'on déduit $n=2$, avec $s_{l,t}$ la lenteur de l'onde de compression (l) ou de cisaillement (t) du matériau (l'inverse de la vitesse de phase) selon la composante du champ de déplacement considéré. L'amplitude du champ de déplacement est obtenue en appliquant les conditions aux limites de surface, ici l'absence de contraintes en $x_2 = \pm e$. (ou e est la demi épaisseur de la lame résonante). Si l'on prend en compte la seule contrainte normale en surfaces du résonateur à ondes de volume, on peut écrire :

$$T_{i2}(\pm e) = 0 \rightarrow C_{i2i2} \frac{\partial u_i}{\partial x_2}(\pm e) = 0 \quad (3.5)$$

En substituant (3.2) modifié par (3.3) dans les conditions (3.5), on obtient le système d'équations suivant après élimination des termes en facteur ($j\omega e$) :

$$\begin{bmatrix} -e^{-j\omega s_{l,t}e} & +e^{+j\omega s_{l,t}e} \\ -e^{+j\omega s_{l,t}e} & +e^{-j\omega s_{l,t}e} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_i^{(1)} \\ u_i^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \rightarrow \Delta = 2j \sin(2\omega s_{l,t}e) \quad (3.6)$$

Δ , le discriminant du système, doit être nul pour attester de l'existence d'une solution non triviale.

Ceci correspond à $\omega_N = N \frac{\pi}{s_{l,t}e}$ avec N un nombre entier quelconque et on en déduit que

$u_i^{(1)} = u_i^{(2)}$. Le champ de déplacement u_i est tel que :

$$u_i = 2A \cos(\omega_N s_{l,t} x_2) \quad (3.7)$$

A est l'amplitude du mode, fixée par la source d'excitation. Si $i=2$, les ondes considérées seront de polarisation longitudinale (ondes de compression), alors que pour $i=1$ ou 3, la polarisation des ondes sera transverse (ondes de cisaillement)

Les effets de température peuvent être simulés de manière assez efficace selon l'approche dite de Campbell et Jones [53], noms de ses instigateurs. Elle consiste à calculer les constantes effectives du matériau après changement de température, selon une décomposition en développement de Taylor de ces dernières. Les propriétés physiques de la structure (élasticité, piézoélectricité ...) évoluent effectivement avec la température, et les matériaux qui la composent se dilatent. Ces phénomènes perturbent le comportement acoustoélectrique du substrat multicouche, et provoquent inévitablement une dérive de la fréquence de synchronisme des dispositifs. La variation relative de fréquence est la résultante de deux contributions autour de la température de référence $T_0=25^\circ\text{C}$:

$$\text{la variation relative de vitesse : } \quad \frac{dV}{V}(T) = \frac{V(T) - V(T_0)}{V(T_0)} \quad (3.8)$$

$$\text{la variation relative de distance de propagation : } \quad \frac{de}{e}(T) \quad (3.9)$$

$$f = \frac{V}{2e} \quad \text{soit : } \quad \frac{df}{f}(T) = \frac{dV}{V}(T) - \frac{de}{e}(T) \quad (3.10)$$

A chaque point de température, le problème électromécanique est résolu en modifiant simplement les constantes physiques effectives (élastiques, piézoélectriques et diélectriques) 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 :

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

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

Les coefficients de sensibilités $\kappa^{(n)}$ 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, etc.). Quant à la masse volumique, elle est reliée à la dilatation de la maille élémentaire $V_{me}(T)$ du cristal :

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

De cette façon, la fréquence de résonance du résonateur HBAR pour un mode donné est recalculée à chaque point de température afin d'établir une loi fréquence-température analytique. Il faut toutefois ne pas cacher la principale faiblesse du modèle. En effet, dans tout assemblage de

matériaux de propriétés thermo-élastiques hétérogènes, des phénomènes de dilatation différentielle s'établissent, pouvant engendrer des contraintes à l'interface et dans les couches susceptibles de modifier de manière sensible les propriétés des ondes se propageant dans l'empilement. Il est bon d'indiquer cette limitation, en considérant que le modèle décrit ci-dessus ne fournit que les ordres de grandeur pour des empilements constitués de couches d'épaisseurs voisines, mais s'avère malgré tout fiable lorsqu'une des couches est nettement inférieure en épaisseur à l'autre (dans un rapport inférieur ou égal à 10%). Une autre faiblesse de cette approche réside dans la nature des constantes exploitées. En effet ces constantes effectives ne sont pas invariables par relation tensorielle. Elles mélangent des phénomènes linéaires et non linéaires et ne permettent pas une représentation satisfaisante au sens de la thermodynamique. A partir de cette analyse, on peut établir une loi fréquence température régie par la forme suivante :

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

où l'on retrouve les coefficients de température de la fréquence (CTF) des premier, deuxième et troisième ordres (notés CTF1, CTF2 et CTF3 en référence [7]). Pour que cette analyse ait un sens, il est absolument nécessaire d'identifier la fréquence de résonance des modes considérés pour chaque température. Dans ce but, on ajuste un modèle paramétrique simple à partir du calcul complet par une méthode à trois points [Fusero], dont la convergence est vérifiée une fois atteinte la limite de précision de la machine. La résonance est identifiée en recherchant une singularité sur l'admittance de type $Y_p/(\omega - \omega_r)$ avec Y_p l'amplitude du pôle et ω_r la pulsation de la résonance. On applique alors un processus de calcul itératif dont le principe repose sur la détermination itérative de Y_p et ω_r grâce à trois points répartis au voisinage de la résonance. Cette méthode converge rapidement et se révèle stable. Elle est aussi applicable pour la détermination de la fréquence d'anti-résonance en ajustant ce coup-ci un modèle isomorphe d'impédance $Z = Z_p/(\omega - \omega_a)$ faisant apparaître le comportement singulier correspondant. Nous nous sommes contentés pour la présente étude de la résonance.

3. Sensibilité thermique des ondes de volume dans le quartz

Nous reportons ici les sensibilités thermiques des ondes de volume dans le quartz. Ce ne sont en aucun cas des résultats originaux, mais ils sont nécessaires à l'identification des zones cristallines particulièrement attractives pour la recherche de structures HBAR peu sensibles ou immunes aux effets de température statiques. Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 montrent respectivement les sensibilités

en température des ondes de volume longitudinales, de cisaillement rapide et lent dans le quartz, pour toutes les orientations cristallines. On note au passage les symétries selon l'angle ϕ : $CTF_1(\phi, \theta) = CTF_1(\phi + 120, \theta)$, $CTF_1(\phi, \theta) = CTF_1(-\phi, \theta)$ [56]. Les ondes longitudinales ne présentent jamais d'effet de compensation de la loi fréquence température, alors que les modes de cisaillement possèdent des zones angulaires pour lesquelles le coefficient de sensibilité à la température du 1^{er} ordre, voire celui du deuxième, sont nuls. Nous focalisons de fait notre attention au voisinage de ces orientations cristallines.

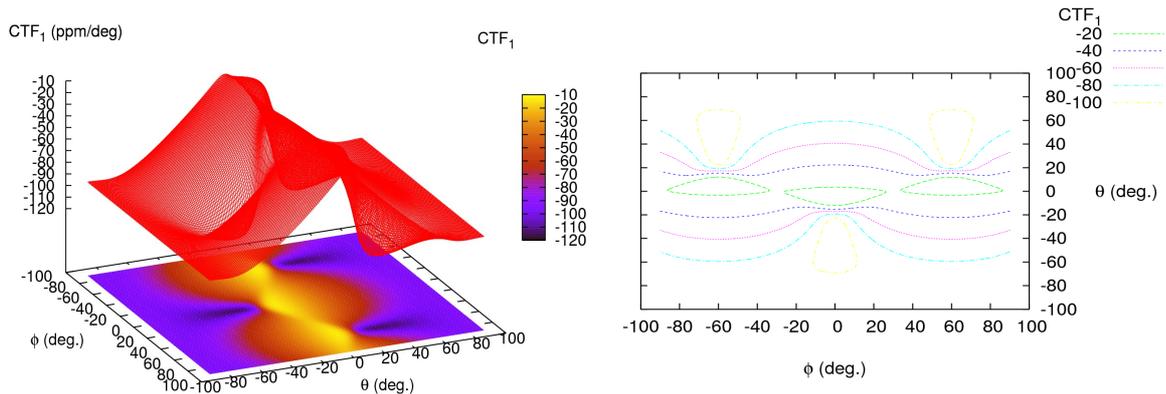


Figure 3.4: CTF du 1er ordre du mode longitudinal dans le quartz

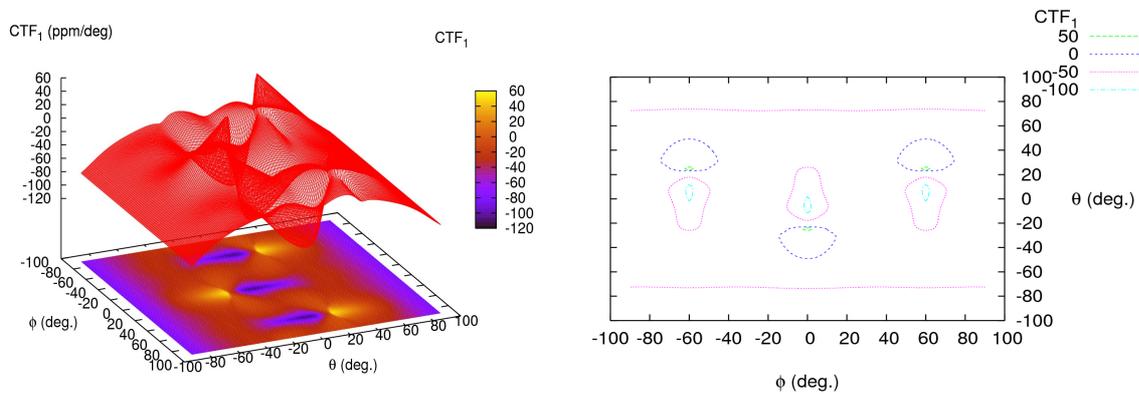


Figure 3.5: CTF du 1er ordre du mode de cisaillement rapide dans le quartz

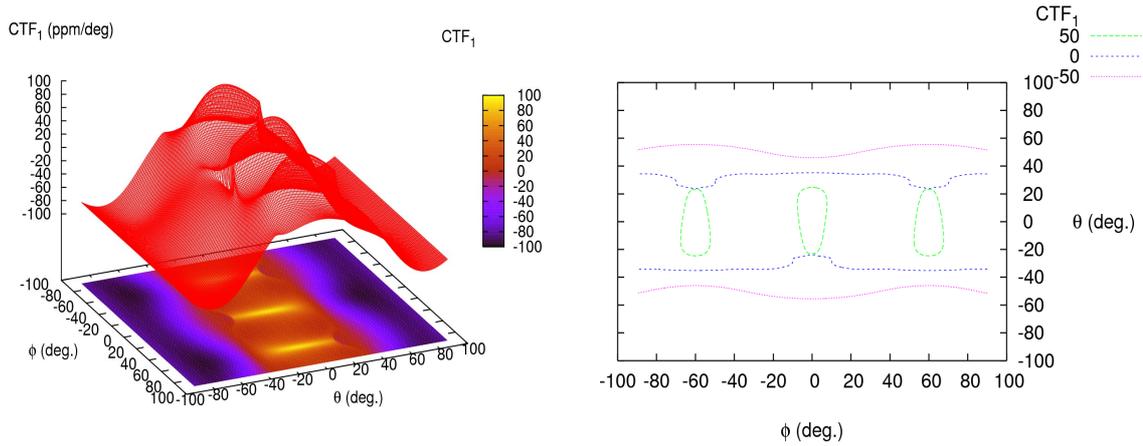


Figure 3.6: CTF du 1er ordre du mode de cisaillement lent dans le quartz

On note que pour les ondes longitudinales, l'orientation permettant de minimiser les effets de température correspond au voisinage de la coupe (YX) (plus précisément (YXI)/7° en notation IEEE std-176), et que le CTF_1 de cette coupe vaut $-13,4 \text{ ppm/K}^{-1}$. Il peut être pertinent de considérer cette orientation, dans la mesure où l'on pourrait stabiliser des oscillateurs à des températures variant entre 200 et 0 K à l'aide de cellules miniaturisées de réfrigération cryogénique (K508 Ricor distribuée par Air Liquide par exemple).

Pour les ondes de cisaillement rapide, il existe plusieurs lieux de compensation des effets thermiques statiques. On retrouve la coupe BT pour le cisaillement rapide, compensée des effets de température au premier ordre, désignée par (YXI)/-50°. On relève également la coupe (YXI)/-24°, non couplée par piézoélectricité et donc inusitée. En fait, cette coupe déjà identifiée en référence [7] correspond à la zone angulaire pour laquelle le couplage piézoélectrique passe du mode lent au mode rapide. Nous la considérons donc effectivement parmi les coupes intéressantes pour nos investigations. On note par ailleurs une région angulaire telle que $-20^\circ < \phi < 20^\circ$ et $-50^\circ < \theta < -24^\circ$ pour laquelle le CTF_1 peut s'annuler. Dans la zone circonscrite par le lieu des CTF_1 nuls pour ce type d'onde, le coefficient en question est positif. Il est donc susceptible de permettre une compensation d'effets de température par association avec un milieu de transduction de CTF_1 de signe opposé.

On note par ailleurs que quel que soit l'angle ϕ , pour $-40^\circ < \theta < -20^\circ$ et $20^\circ < \theta < 40^\circ$, le CTF_1 (voire le CTF_2) des ondes de cisaillement lent s'annule également. Là encore, nous inspectons particulièrement ces domaines angulaires, puisque s'y situe la coupe AT (YXI)/36°. Par ailleurs,

pour $-40 < \theta < 40^\circ$, le CTF_1 est positif ; comme stipulé pour le cas des ondes de cisaillement rapide, ces orientations cristallines ont donc un potentiel à analyser pour notre application.

Dans cette zone angulaire se situe également la coupe SC pour laquelle des compensations d'effets de contraintes peuvent s'avérer simultanément à la compensation de température. Cette coupe est aussi connue pour les possibilités qu'elle offre concernant le couplage des deux modes de cisaillement lent et rapide et leur CTF, respectivement compensé et négatif, permettant des applications de sources incorporant leur propre thermomètre. Dans certaines formes de nos applications, il nous est également possible d'exploiter ce type de fonctionnement.

Notons pour finir que seules les orientations dites à simple rotation (et leurs équivalents par symétrie) permettent d'exciter des modes purs (cisaillement lent ou rapide). Dans le cas où l'on choisit comme substrat de propagation une coupe de quartz à double rotation, et dans la perspective d'utiliser une coupe de transduction ne couplant qu'un type de mode (ondes de cisaillement rapides avec le niobate ou le tantalate de lithium (YXI)/163° par exemple), il n'est pas trivial de déterminer une configuration conservant la pureté des modes excités. En conséquence, seuls certains modes pourront être compensés des effets de température, les autres étant susceptibles de présenter des dérives notables. Cet aspect pose problème pour les applications sources, dans la mesure où la pureté spectrale peut en souffrir (mélange ou saut de modes suivant la température de travail par exemple). De même, la fonction filtrage impose la séparation spectrale la plus grande possible afin de respecter les gabarits imposés. Cette configuration peut néanmoins s'avérer intéressante pour les capteurs à dérive différentielle.

4. Analyse exhaustive des configurations retenues :

Niobate sur quartz

Nous inspectons dans un premier temps les résultats des calculs pour le niobate de lithium sur quartz. Nous avons testé de multiples configurations en termes de ratio niobate/quartz, partant de couches très fines de transduction (niobate) par rapport au milieu de propagation jusqu'à des solutions pour lesquelles la couche de quartz est d'épaisseur plus faible que le niobate, afin de couvrir complètement le domaine d'investigation. Pour chacune de ces configurations, définies par un angle de coupe et une épaisseur de quartz ainsi qu'un angle de coupe et une épaisseur de niobate, nous avons calculé la loi fréquence-température de tous les modes suffisamment couplés pour être détectés par notre code de calcul. On conserve l'épaisseur de quartz constante (égale à 50 μm) pour tous nos calculs. Nous n'avons pas cherché à décrire dans le détail une procédure de conception exhaustive pour une fréquence donnée avec un choix de paramètres modaux spécifiques, mais nous

avons identifié les configurations pour lesquelles il est certain d'obtenir des modes compensés des effets de température. Il nous semble en effet aujourd'hui trop délicat d'établir de manière définitive des lois empiriques ou issues de modèles obtenus par paramétrage numérique dans ce but. Nous pensons qu'une délimitation des zones angulaires couplées aux épaisseurs des matériaux constitutifs de l'empilement permet déjà de couvrir toutes les configurations susceptibles de mener à la compensation des effets de température recherchée. Il est important de noter que les numéros d'harmonique indiqués sont fournis à titre indicatif mais ne représentent pas une donnée parfaitement maîtrisée, dans la mesure où des modes parasites peuvent se glisser dans les résultats, décalant les numéros d'harmoniques sans possibilité de prévoir ni d'éviter le phénomène.

Les premières configurations testées correspondent à la coupe de niobate (YXI)/165° ou (YXI)/163° pour lesquelles seules les ondes de cisaillement rapide sont couplées dans le niobate, et à la coupe AT de quartz (soit (YXI)/35°) et les coupes voisines de CTF1 positif ou nul. Les résultats de nos calculs sont illustrés sous forme de courbes représentant la valeur du CTF1 en fonction du numéro d'ordre. Les points sont reliés entre eux pour mieux illustrer l'évolution du coefficient, mais il est bien évident qu'il n'existe pas de points intermédiaires entre chaque valeur.

Un très grand nombre d'observations peut être effectué à partir des résultats de nos calculs. On note en premier lieu que pour des épaisseurs de niobate très inférieures à celles du quartz (pour des rapports niobate/quartz inférieurs à 2%, fig.3.7), les premiers modes suffisamment couplés pour être détectés sont pratiquement compensés des effets de température (CTF1 inférieurs à 1 ppm.K⁻¹ pour des coefficients du deuxième ordre de l'ordre de 1 ppb.K⁻²) jusqu'à atteindre des modes pour lesquels le couplage électromécanique est maximal pour cette configuration. On note alors un net accroissement de la valeur absolue du CTF1. On explique ce phénomène par le fait que l'énergie utile à l'excitation du mode est alors toujours plus grande dans la couche de niobate, jusqu'à atteindre un maximum pour une fréquence voisine de la vitesse des ondes couplées dans le niobate divisée par deux fois l'épaisseur de celui-ci (le mode correspondant au fondamental de la couche de transduction seule). Le mode résultant est alors nettement plus sensible aux propriétés de la couche d'excitation que les modes dont l'énergie est principalement localisée dans le quartz (max. de contrainte au centre de l'empilement cf. figure 3.8). Toutefois, le CTF1 correspondant n'atteint pas les valeurs de CTF1 pour le niobate seul, ce qui laisse une perspective de minimisation de cette valeur en jouant sur la coupe de quartz. En considérant la valeur de CTF1 du niobate seul au voisinage de -90 ppm.K⁻¹ (valeur issue du calcul pour le niobate seul) et celle du quartz quasiment à 0 ppm.K⁻¹, la valeur du CTF1 résultante pour le mode à couplage optimal peut être évaluée en faisant la somme des CTF1 pondérée par un facteur à déterminer, soit $CTF1(\text{quartz}) + CTF1(\text{niobate}) \times Y\%$. Ce facteur ne peut être déduit simplement par le pourcentage de distance de

propagation. En l'occurrence, on trouve que Y vaut 6, 10 et 15 pour les rapports d'épaisseur niobate/quartz de 1/50 (2%), 2,5/50 (5%) et 5/50 (10%) respectivement (épaisseurs implicitement en μm). Pour obtenir la compensation des effets de température du mode le mieux couplé, il faut donc respectivement un CTF1 du quartz à peu près égal à +5, +10 et +15 ppm.K^{-1} . La vérification de cette hypothèse permettra de valider la démarche. La figure 3.9 montre que pour des rapports d'épaisseur 10/50 et 20/50, les valeurs de Y sont de 22 et 32. Pour le rapport 50/50, la valeur correspondante serait de 60 mais on remarque le très fort niveau d'irrégularité de la courbe des CTF1 en fonction du numéro de mode, rendant l'analyse ardue. On peut établir toutefois que la distribution du CTF1 du mode le plus couplé en fonction de l'épaisseur de niobate e_{niobate} suit une loi assez simple à établir, telle que $\text{CTF1} = 0,85 \times e_{\text{niobate}} + 3,2 \times \log(4 \cdot e_{\text{niobate}})$. On note que cette loi est applicable de façon générale en introduisant R_e le rapport d'épaisseur niobate/quartz, soit $\text{CTF1} = 0,85 \times 50 \times R_e + 3,2 \times \log(4 \times 50 \times R_e)$ (cf figure 3.10), avec les épaisseurs implicitement en μm et le CTF1 en ppm.K^{-1} .

En considérant l'évolution du CTF1 du quartz seul en fonction de l'angle de coupe θ (autour de l'axe X), on montre que celle-ci s'écrit telle que $\text{CTF1} = (\theta - 35) \times 5 \cdot 10^{-6}$. On montre que la compensation des effets de température du mode le plus couplé est obtenue pour un rapport d'épaisseur quart/niobate de 1/50 pour la coupe de quartz (YXI)/34°, alors qu'on utilisera la coupe (YXI)/33° pour le rapport 2,5/50 et la coupe (YXI)/32° pour le rapport 5/50. Les figures 3.10, 3.11 et 3.12 illustrent ce résultat.

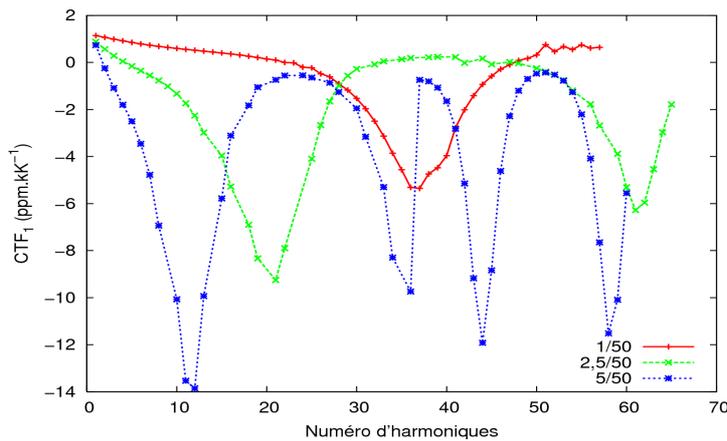


Figure 3.7: Evolution du CTF1 des modes de l'empilement niobate (YXI)/165° sur quartz (YXI)/35° pour différents rapports d'épaisseur (1 μm , 2,5 μm et 5 μm de niobate sur 50 μm de quartz)

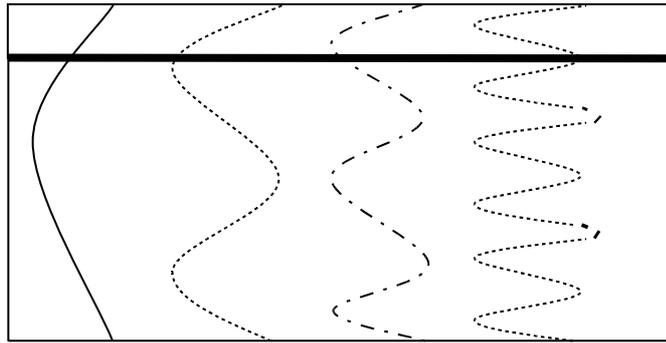


Figure 3.8: représentation de la distribution d'énergie (contrainte) de quatre modes stationnaires dans un empilement de type niobate/quartz. Le couplage du mode #11 dans la couche de niobate est proche de la configuration à couplage maximal.

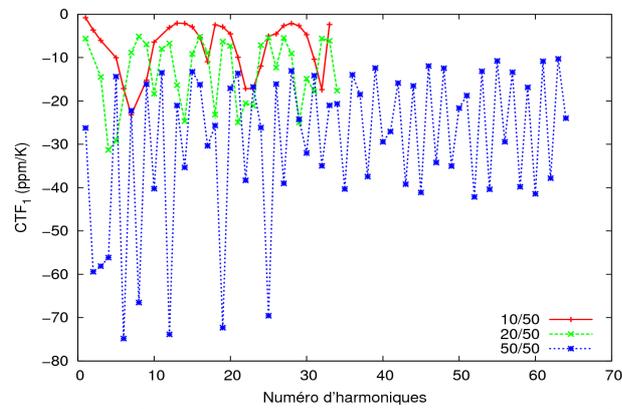


Figure 3.9: Evolution du CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXl)/35° pour différents rapports d'épaisseur (10µm, 20µm et 50µm de niobate sur 50µm de quartz)

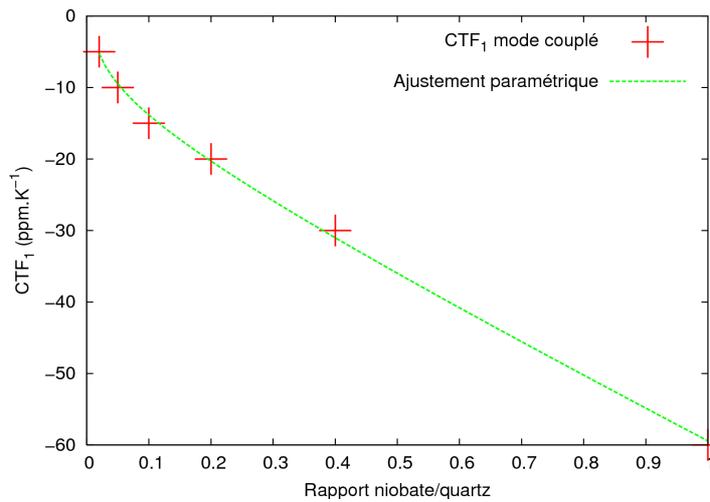


Figure 3.10: Evolution du CTF₁ du mode le plus couplé en fonction du rapport niobate/quartz (coupe AT)

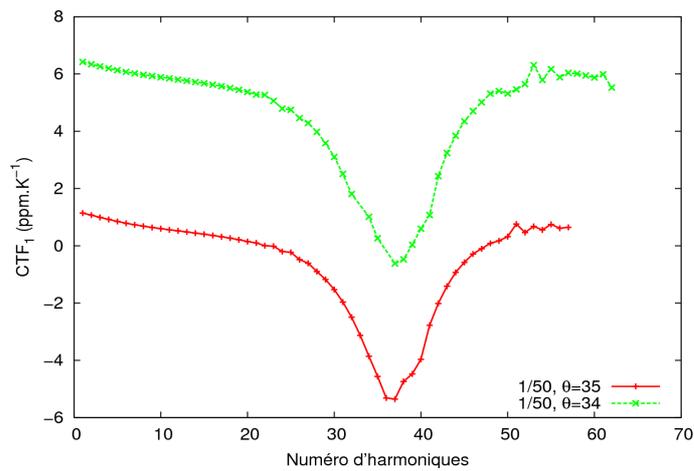


Figure 3.11: Comparaison des CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXl)/35° et (YXl)/34° pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz de 1/50, compensation des modes les plus couplés (harmoniques 36 à 38)

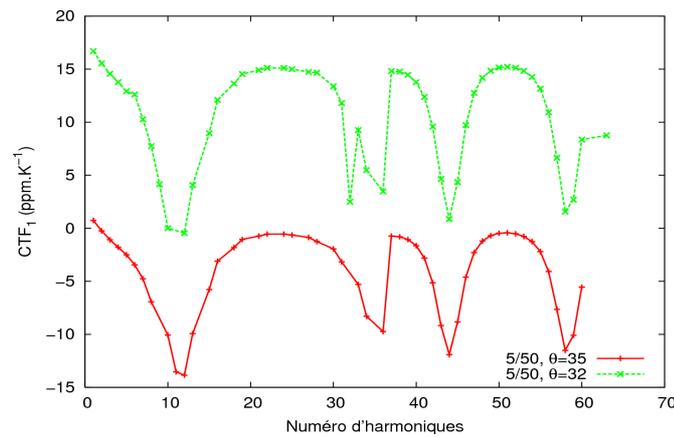


Figure 3.12: Comparaison des CTF1 des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXl)/35° et (YXl)/32° pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz de 5/50, compensation des modes les plus couplés (harmoniques 11 et 12)

Si l'on remplace maintenant la coupe AT de quartz et ses proches voisines par la coupe BT (au voisinage de l'angle de coupe $\theta = -48^\circ$), on observe un comportement similaire (fig.3.13), avec les premiers modes peu couplés présentant le CTF1 du quartz (ici compensation du premier ordre simplement) et un CTF1 plus fort pour le mode fortement couplé, proche de ceux observés pour la configuration précédente, ce qui nous permet d'établir certains points de repère utiles. En effet, on note des valeurs de CTF1 pour les rapports d'épaisseur niobate/quartz de 1/50, 2,5/50 et 5/50 respectivement égales à -6 , -11 et -16 ppm.K⁻¹. Si l'on reprend notre relation donnant le CTF1 résultant tel que $CTF1(\text{quartz}) + CTF1(\text{niobate}) \times Y\%$, on trouve alors que Y vaut à peu près 7, 12 et 17 pour les trois configurations considérées respectivement. On est donc dans la même progression que pour la coupe AT. Au voisinage de la coupe BT, la loi fréquence-température du quartz peut être avantageusement approchée telle que $CTF1 = (48 + \theta) \times 2,2 \cdot 10^{-6}$. On montre que la compensation des effets de température du mode le plus couplé est obtenue pour un rapport d'épaisseur quart/niobate de 1/50 pour la coupe de quartz (YXl)/-45°, alors qu'on utilisera la coupe (YXl)/-43° pour le rapport 2,5/50 et la coupe (YXl)/-41° pour le rapport 5/50. Les figures 3.14, 3.15 et 3.16 illustrent ce résultat.

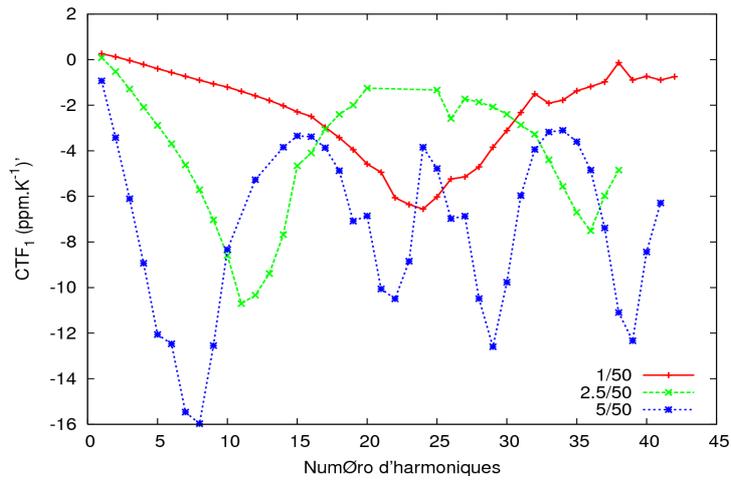


Figure 3.13: Evolution du CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/163° sur quartz de coupe (YXl)/-48° pour différents rapports d'épaisseur (1µm, 2,5µm et 5µm de niobate sur 50µm de quartz)

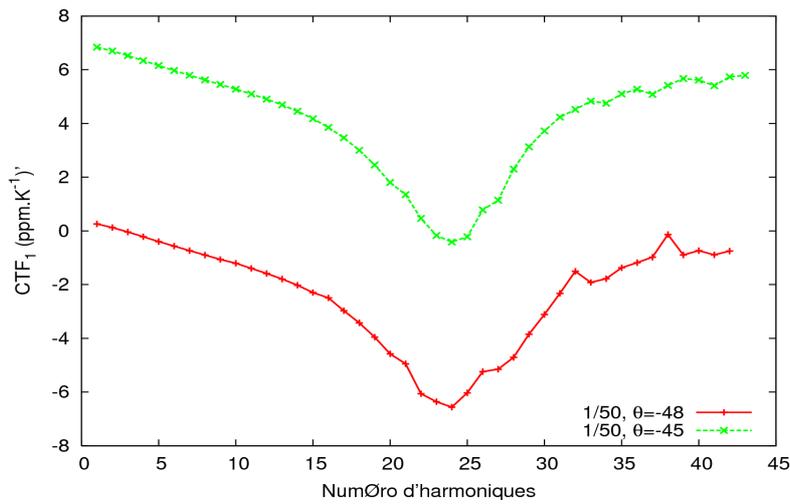


Figure 3.14: Comparaison des CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/163° sur quartz (YXl)/-48° et (YXl)/-45° pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz de 1/50, compensation des modes les plus couplés (harmoniques 22 à 25)

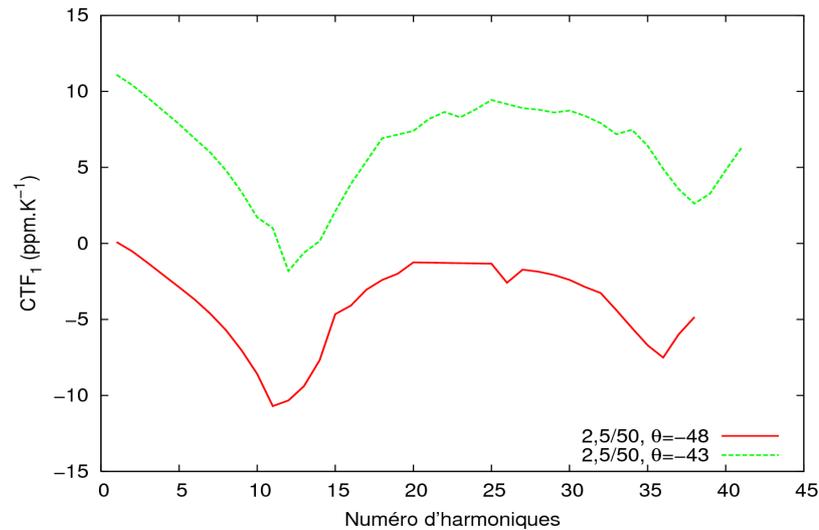


Figure 3.15: Comparaison des CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/163° sur quartz (YXl)/-48° et (YXl)/-43° pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz de 2,5/50, compensation des modes les plus couplés (harmoniques 11 et 12)

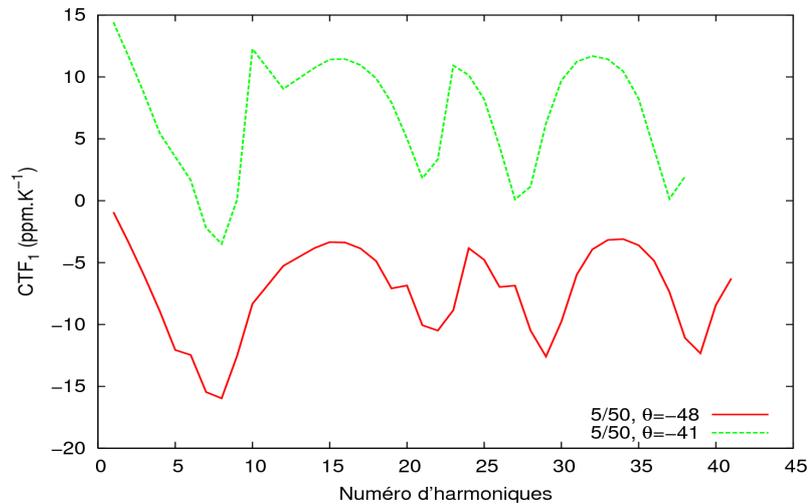


Figure 3.16: Comparaison des CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/163° sur quartz (YXl)/-48° et (YXl)/-41° pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz de 5/50, compensation des modes les plus couplés (harmoniques 6 à 8)

On montre également que la loi d'évolution du CTF₁ du mode le plus couplé en fonction du rapport d'épaisseur niobate/quartz est applicable à une constante près pour ce cas, soit $CTF_1 = 1,25 \times 50 \times R_e + 3,2 \times \log(4 \times 50 \times R_e)$ (cf. fig.3.17), ce qui permet de généraliser la procédure de conception lorsqu'il s'agit d'ajuster le rapport niobate/quartz et la coupe de quartz pour compenser

le mode le mieux couplé des effets de température.

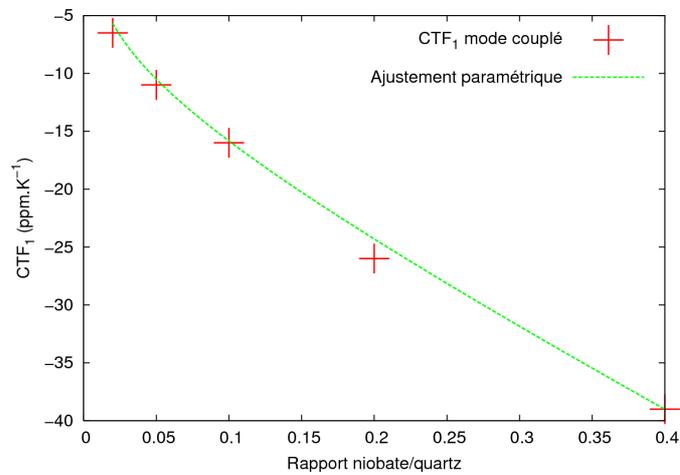


Figure 3.17: Evolution du CTF1 du mode le plus couplé en fonction du rapport niobate/quartz (coupe BT)

Les résultats obtenus ici sont transposables quelles que soient les épaisseurs absolues des couches de niobate et de quartz. En particulier, on montre que si l'écart entre résonances est bien entendu conditionné par l'épaisseur totale de l'empilement, seul le rapport des épaisseurs détermine le CTF1 des modes en fonction de leur rang harmonique. La figure 3.18 montre la comparaison des CTF1 pour des configurations niobate (YXI)/165° sur quartz (YXI)/30° de rapports d'épaisseur respectifs 100/500 et 10/50 (épaisseurs toujours exprimées en μm). On voit qu'effectivement la distribution et les valeurs des CTF1 des modes de chaque configuration en fonction de leur rang harmonique sont tout à fait comparables.

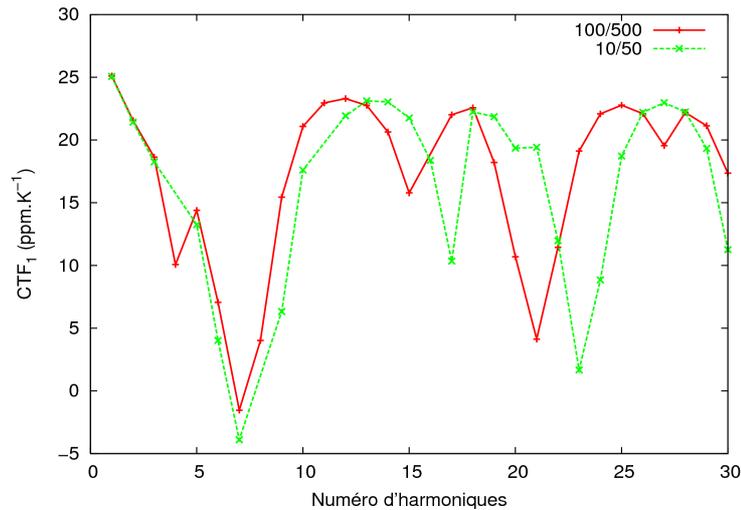


Figure 3.18: Comparaison des CTF₁ des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXl)/30° pour les rapports d'épaisseur niobate/quartz de 100/500 et 10/50 (implicitement en μm)

On a vu en fig.3.5 et 3.6 que plusieurs zones angulaires du quartz pouvaient satisfaire le critère de sélection de substrats compensés des effets de température. En particulier, on note que lorsque l'on s'éloigne de l'angle de coupe nul autour de l'axe Z (généralement noté ϕ), l'angle de coupe autour de l'axe X noté θ pour lequel le CTF₁ s'annule au voisinage de la coupe AT reste quasiment constant au voisinage de 35° (légère décroissance en fonction de la valeur de ϕ) pratiquement jusqu'à $\phi = \pm 50^\circ$. Toutefois, dès que l'on effectue une rotation autour de Z, on couple des modes de cisaillement lent et rapide par excitation avec la plaque de niobate, de même que lorsque l'on utilise une coupe X de niobate au lieu de la coupe (YXl)/ θ avec θ compris entre 160 et 170°. Ces coupes restent potentiellement intéressantes pour les applications que nous visons, mais posent un problème supplémentaire de sélection modale dans la mesure où il faut d'une part choisir le mode bel et bien compensé des effets de température mais également bien vérifier que des modes à forte dérive thermique n'ont pas possibilité de se mélanger avec les modes choisis dans la gamme de température de travail du dispositif. Ces configurations sont donc à retenir mais ne constituent pas la solution préférée. La figure 3.19 illustre ce résultat, montrant l'apparition de modes multiples avec des CTF₁ typiques pour des rotations autour de Z de 0 à 30°, l'angle de coupe autour de X étant fixé à 35°. On notera une fois encore qu'en la circonstance, la notion de numéro d'harmoniques en figure 3.19 n'a qu'un sens très prosaïque, dans la mesure où des modes de natures différentes sont mélangés.

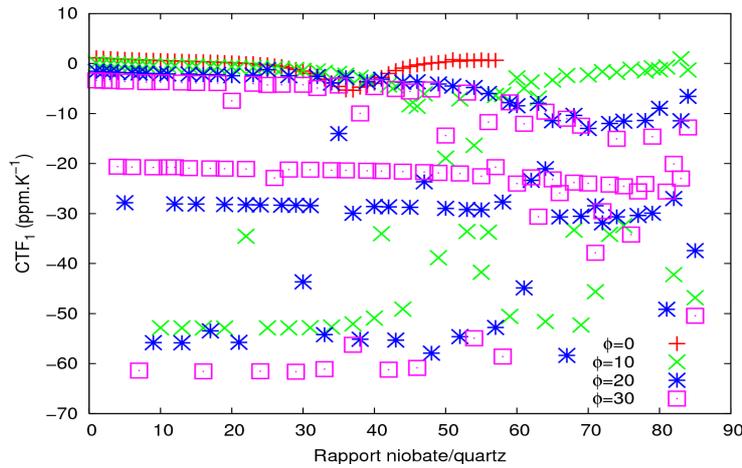


Figure 3.19: Evolution du CTF1 des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXwl)/θ/35° avec θ variant de 0 à 30° pour un rapport d'épaisseur 1µm de niobate sur 50µm de quartz

Pour des rapports d'épaisseurs supérieurs ou égaux à 1, les règles de conception énoncées plus haut ne sont plus directement applicables. En effet, pour ces configurations, on note que des modes compensés des effets de température peuvent être relevés pour différentes coupes de quartz, l'important étant que celles-ci présentent au moins un CTF1 de l'onde de cisaillement lente positif, de valeur supérieure ou égale au CTF1 le plus faible relevé pour la coupe compensée (cf. par exemple figure 3.7). On montre sur les figures.3.20 et 3.21 que des modes de telles combinaisons de matériaux peuvent présenter des CTF1 voisins ou inférieurs au ppm.K⁻¹. Il semble néanmoins difficile d'établir une règle fiable permettant à coup sûr d'obtenir des modes compensés de façon déterministe.

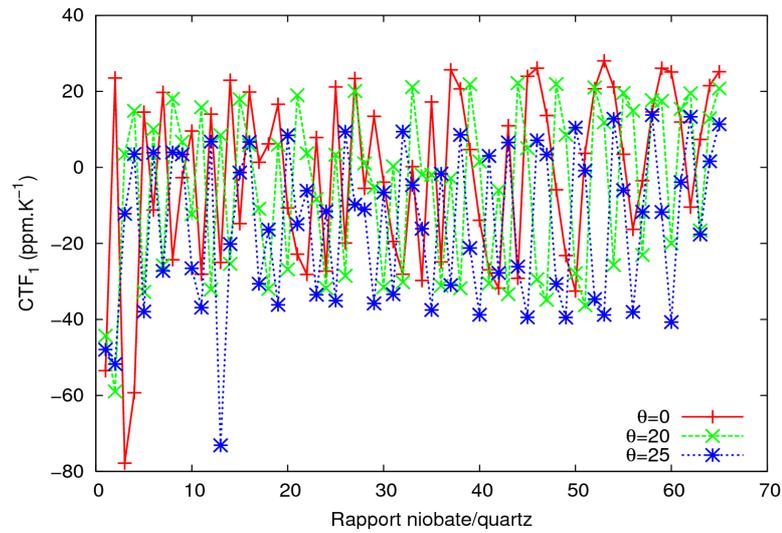


Figure 3.20: Evolution du CTF1 des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YXl)/ θ avec θ variant de 0 à 25° pour un rapport d'épaisseur 100 μm de niobate sur 50 μm de quartz

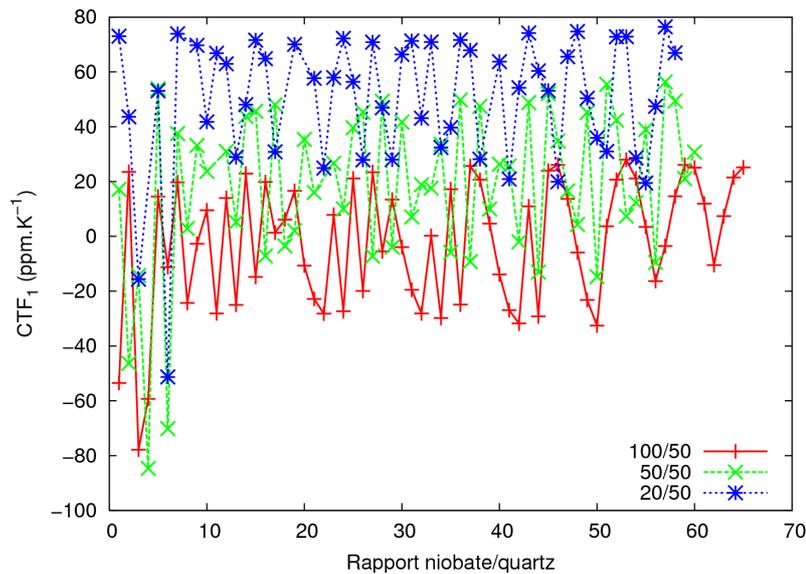


Figure 3.21: Evolution du CTF1 des modes de l'empilement niobate (YXl)/165° sur quartz (YX) pour des rapport d'épaisseur 100, 50 et 20 μm de niobate sur 50 μm de quartz, persistance de modes compensés des effets de température (CTF1 proches de zéro)

Une étude similaire à celle réalisée pour le niobate sur quartz mérite d'être consacrée au cas du tantalate sur quartz. Néanmoins, on s'attend à ce que les tendances observées pour l'association niobate/quartz restent vraies pour ce type de configuration, bien que les valeurs numériques des

paramètres identifiés ci-dessus soient bien évidemment à recalculer dans ce cas de figure précis.

5. Mesures des résonateurs niobate/quartz à ondes de cisaillement

Afin de valider les résultats de la partie précédente de ce chapitre, des résonateurs sur substrats composites niobate de lithium (YXl)/163° sur quartz (YXl)/36° ont été réalisés selon le masque de test des formes d'électrodes présenté au chapitre2. Deux plaquettes ont été testées pour vérifier l'importance de l'orientation du quartz et du niobate l'un par rapport à l'autre, pour valider le choix possible des modes de cisaillement lent et rapide. Cette fois le procédé technologique a pu être développé sans problème, en environnement propre stabilisé dans la nouvelle salle blanche de la plateforme MIMENTO. La figure 3.22 montre les réponses types obtenues pour les différentes formes de résonateurs dipôles. On retrouve sensiblement les mêmes conclusions que pour le cas du niobate sur saphir (chapitre2), à ceci près que l'épaisseur de niobate est nettement plus importante ici (typiquement 20 μm) et que la signature des résonateurs est bien conforme à celle d'un HBAR. Les dispositifs sont néanmoins limités en fréquence car compte tenu de l'épaisseur de niobate et de la vitesse des ondes de cisaillement dans ce dernier, l'efficacité de couplage des modes harmoniques du niobate seul (harmonique 15 de la plaque de niobate seule à 1,9 GHz) ne permet pas d'aller au-delà de 3 GHz. Les réponses au-delà de cette limite sont inexploitable.

Nous avons bien entendu mesuré la sensibilité thermique de plusieurs résonateurs à différentes fréquences mais nous ne disposons pas encore d'un jeu de données suffisant pour permettre une comparaison théorie/expérience exhaustive. Néanmoins, nous avons pu mettre en évidence des CTF1 (fig.3.23) remarquablement faibles (entre $-5,6$ et $-7,2$ ppm.K⁻¹), laissant présager d'une part la possibilité de compensation des effets de température recherchés mais surtout la pertinence des résultats théoriques. Nous n'avons par contre pas noté de différence entre le comportement des plaques composites alignées selon les méplats des wafers et pour un alignement à 90° desdits méplats. Plus de vérifications expérimentales sont maintenant nécessaires pour d'une part vérifier les possibilités d'annuler simultanément les CTF1 et CTF2 sur quartz proche de la coupe AT pour le rapport d'épaisseur niobate/quartz testé et d'autre part l'intérêt des coupes BT pour

la compensation thermique et l'amélioration du coefficient de qualité.

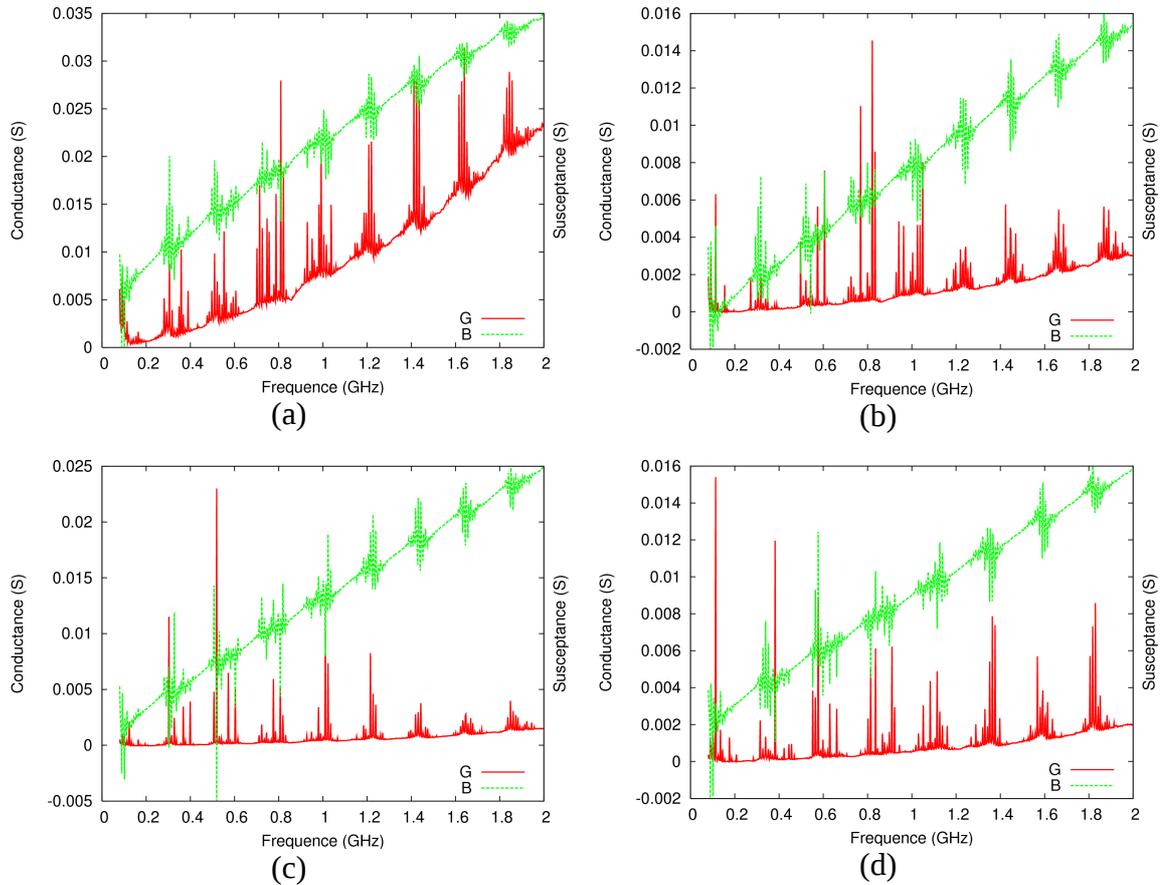


Figure 3.22: Admittances expérimentales, mesurées pour des résonateurs sur niobate (YXl)/163° sur quartz (YXl)/36° pour les différentes électrodes considérées. (a) anneau (b) cible (c) cercle (d) carré

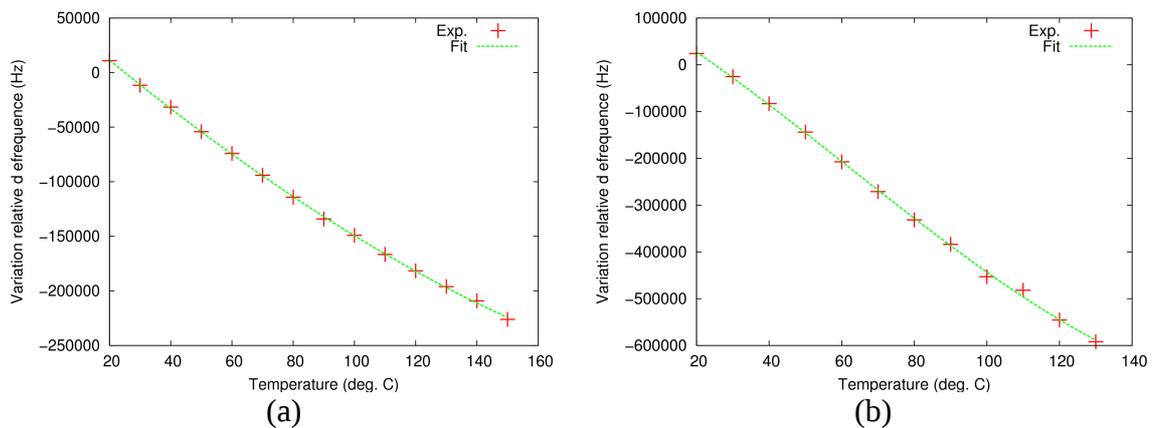


Figure 3.23: Lois fréquence/température pour un résonateur sur niobate (YXl)/163° sur quartz (YXl)/36° à 312 MHz et 1,11 GHz. Les résultats de l'ajustement paramétrique cubique donne pour chaque courbe (a) $CTF1=-7,2 \text{ ppm.K-1}$ $CTF2=+10 \text{ ppb.K-2}$ $CTF3=+132 \text{ ppt/K-3}$ (b) $CTF1=-5,6 \text{ ppm.K-1}$ $CTF2=-16,4 \text{ ppb.K-2}$ $CTF3= 148 \text{ ppt/K-3}$

6. Conclusion

Nous avons montré la possibilité de compenser les effets de température pour les HBARs en exploitant une combinaison astucieuse de matériaux et en tenant compte de la polarisation acoustique des modes engendrés dans la structure. Des règles de conception de tels résonateurs ont été proposées et des lois d'évolution des CTF en fonction des configurations choisies ont pu être établies. La possibilité d'exciter des modes compensés des effets de température pour des résonateurs à très forts coefficients de qualité s'avère prometteur pour les applications sources hautes fréquences ultra-stables et les capteurs de grandeur physiques interrogeables à distance. Ces résultats font actuellement l'objet d'une demande de brevet français.

Chapitre4. HBAR : Applications aux filtres

Les résonateurs FBAR et les composants à ondes de surfaces (SAW) sont beaucoup plus petits que les structures électromagnétiques. Ces résonateurs acoustiques sont donc très utilisés pour la réalisation de filtre passe bande dans les systèmes nécessitant une forte intégration dans la bande de fréquence 50 MHz – 5 GHz.

Aujourd'hui de nombreux systèmes radio tirent avantages des propriétés remarquables des filtres SAW capables de remplir parfaitement leur rôle dans les étages de filtrage RF et IF. La technologie FBAR n'est pas sujette au phénomène d'acoustomigration. La tenue en puissance des composants est par conséquent meilleure que celle des filtres SAW. Certains duplexeurs FBAR pour application PCS (1.9 GHz) sont capables de passer 33 dBm (2 Watts). Grâce aux progrès de la microélectronique des couches minces, ces filtres ont aujourd'hui des caractéristiques fonctionnelles comparables à celles des SAW en terme de facteur de qualité et de pertes d'insertion.

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

Les SCFs (Stacked Crystal Filters)

Les LFs (Ladder Filters et Lattice Filters)

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

Les LFs sont fondés sur un couplage électrique des résonateurs. Ces derniers sont montés en configurations série ou parallèle dans le cas de filtres en échelle ou en configuration croisée dans le cas de filtres en treillis.

1. Couplage électrique des résonateurs

1.1.LES FILTRES EN ECHELLE (LADDER)

Comme le montre la figure 5.1, le filtre en échelle est constitué de résonateurs FBARs qui sont montés soit en série soit en parallèle. L'association en échelle des résonateurs permet la réalisation de fonctions de filtrage "balanced" (figure 4.2).

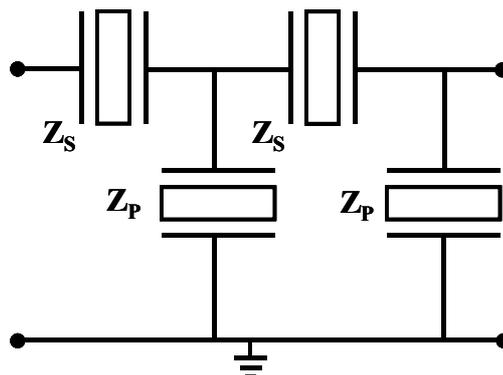


Figure 4.1: filtre en échelle

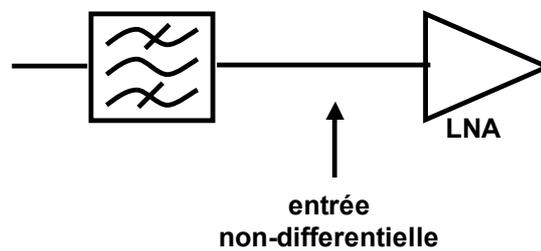


Figure 4.2: Filtre en échelle dans un système de réception W-CDMA

Chaque résonateur représente un pôle et plus le nombre de résonateurs est important, plus la réjection hors bande est élevée (figure 4.3). Les pertes d'insertion d'un tel filtre sont liées non seulement au facteur de qualité des résonateurs, mais aussi à la précision de la fréquence de résonance de chaque type de résonateurs. En effet, Les résonateurs « séries » ne doivent pas présenter la même fréquence de résonance que les résonateurs « parallèles », la bande passante du filtre étant liée au décalage entre la résonance série et la résonance parallèle du résonateur. De ce fait, elle est directement fonction du coefficient de couplage électromécanique. Pour minimiser les pertes d'insertion, il faut que la fréquence de résonance parallèle du résonateur parallèle soit la même que la fréquence de résonance série du résonateur série. La réjection hors bande est déterminée par le coefficient de réflexion S_{11} des résonateurs séries et par le coefficient de transmission S_{21} des résonateurs parallèles. Comme pour les résonateurs, les filtres en échelle sont soit sur membrane, soit sur substrat massif, chacune des configurations ayant ses avantages et ses faiblesses.

La figure 4.4 présente des résultats expérimentaux de mise en œuvre de tels filtres. Le résonateur de base est constitué d'AlN, d'électrodes de platine et d'une membrane SiO₂. Le filtre

présenté est dit à 2,5 étages (un étage de filtrage correspond à une impédance série plus une impédance parallèle). Les pertes d'insertion sont de 2,36 dB et la bande passante de 51 Mhz, pour une réjection de l'ordre de 15 dB.

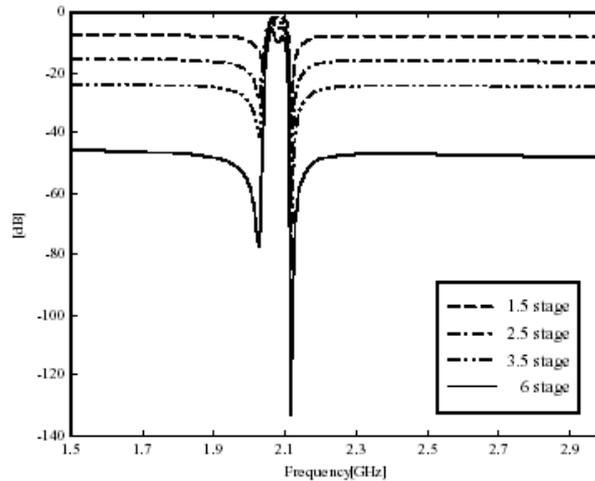


Figure 4.3: Réjection en fonction du nombre de cellules

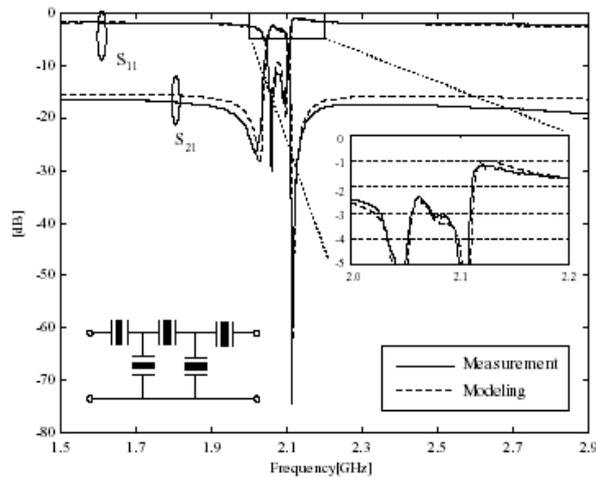


Figure 4.4: Bande passante de filtres

Notons aussi que des filtres en échelle ont été réalisés à base de résonateurs sur films de ZnO et de PZT. La bande des premiers est deux fois plus étroite que celles des seconds (100 MHz à 1.5 GHz), ce qui est dû à la différence du coefficient de couplage électromécanique des deux matériaux ($k_t^2 \approx 19.8\%$ pour le PZT et $k_t^2 \approx 7.8\%$ pour le ZnO). Ces filtres ont de fortes pertes d'insertion, de l'ordre de 6 dB, comparé à la solution à base d'AlN présentée figure 4.4.

Les filtres en échelle sont aujourd'hui fabriqués pour des applications de téléphonie mobile

couvrant la bande de fréquence 500 MHz - 3.5 GHz. Les deux matériaux piézoélectriques les plus employés sont pour ce type de filtre l'AlN et le ZnO, ce qui implique une bande passante limitée entre 0.5 et 5%. Ces filtres sont classés parmi les filtres à bande étroite. La figure 4.5 montre le compromis bande-passante, pertes d'insertion et réjection hors-bande inérant à ce type de filtre.

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

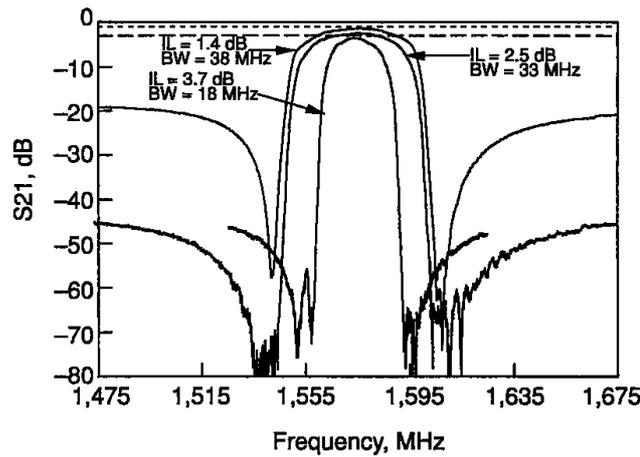


Figure 4.5 : Réponse en transmission typique du filtre en échelle

1.2. LES FILTRES EN TREILLIS

L'association en treillis des résonateurs permet la réalisation de fonctions de filtrage "unbalanced" (à entrée différentielle).

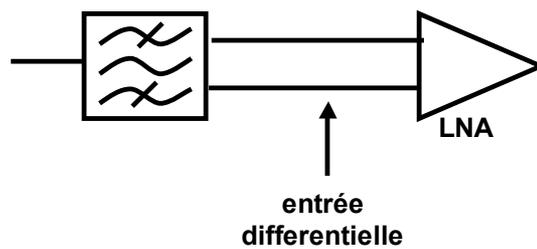


Figure 4.6 Filtre en treillis dans un système de réception W-CDMA

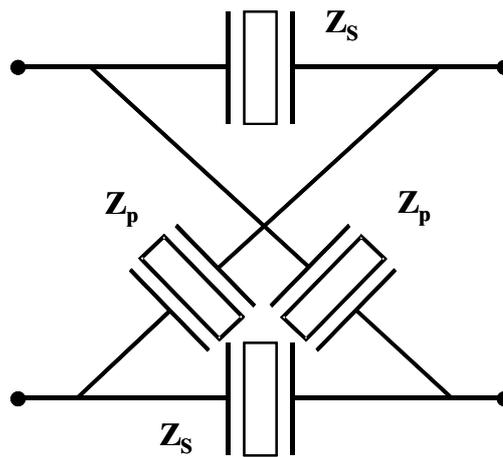


Figure 4.7 filtre en treillis

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

2. Couplage mécanique des résonateurs

2.1. LES FILTRES SCF

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

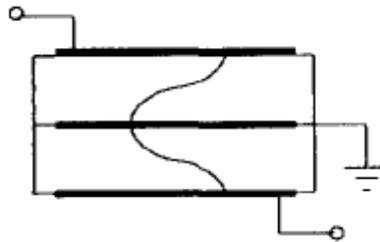


Figure 4.8: Schéma d'un filtre couplé longitudinalement

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

Il est possible d'obtenir un très fort taux de réjection hors bande sans pénaliser les pertes d'insertion. La figure 4.9 présente les performances d'un filtre quatre pôles.

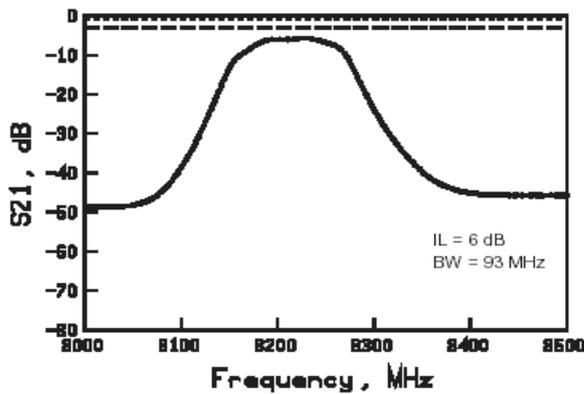


Figure 4.9 : Filtre SCF quatre pôles

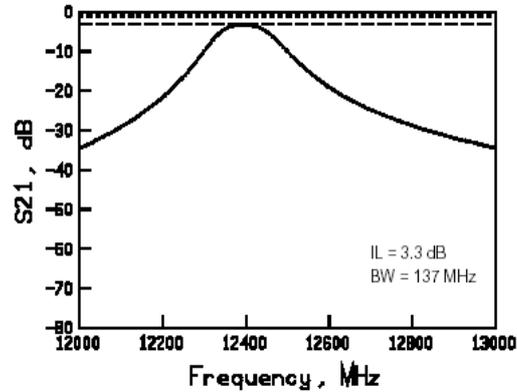


Figure 4.10 : Filtre SCF deux pôles

Les auteurs ont connecté 4 résonateurs SCs en série dont les caractéristiques sont les suivantes : épaisseur de 30 nm pour les électrodes en aluminium et de 0,6 μm pour l'AlN. Chaque résonateur SCs occupe 50 μm^2 de surface.

La figure 4.10 montre un filtre 2 pôles réalisé par les mêmes auteurs à 12,4 GHz. La réjection est moins importante du fait du nombre réduit de pôles par rapport au filtre quatre pôles. On notera aussi une différence importante des pertes d'insertion avec le filtre quatre pôles. L'amélioration provient en partie d'une plus grande épaisseur des électrodes (50 nm) qui a pour effet de minimiser les pertes électriques. La taille effective du filtre (hormis les accès nécessaires à la mesure sous pointe) est de 22 $\mu\text{m} \times 44 \mu\text{m}$.

La réponse d'un filtre SCF peut être améliorée par l'utilisation d'un réflecteur de Bragg pour limiter la bande passante. La figure 4.11 montre la réponse expérimentale d'un filtre GPS deux pôles. Le cahier des charges imposait un très fort niveau de réjection aux fréquences des téléphones portables émettant à 800 MHz et 1.8 GHz et de très faible perte d'insertion à la fréquence GPS L1. Comme on peut le voir sur l'analyse large bande de la figure 4.11 (b), l'inconvénient de ce type de filtre provient de son encombrement spectral.

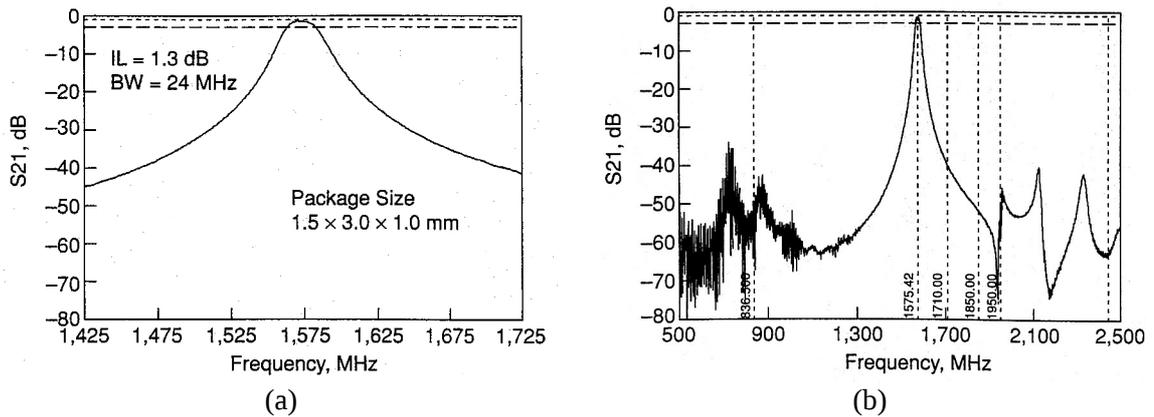


Figure 4.11: Réponse d'un SCF deux pôles pour le GPS, en bande étroite (a) et en large bande (b) [57].

3. Prototypes de filtres à résonateurs à modes harmoniques

Dans un premier temps, nous avons envisagé de démontrer la possibilité de réaliser des éléments de filtres avec les résonateurs HBAR fabriqués pour valider la technologie. Il est clair que cette démarche n'est pas fondée sur une analyse quantitative des spécifications transmises par le CNES dans le cadre du présent projet, mais une démonstration préparatoire à la réalisation de structures de filtres capables d'y répondre de façon pertinente. Dans cet objectif, nous avons utilisé les empilements $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$ (éléments de filtres en échelle), AlN/Si et LiNbO_3/Si (éléments de filtres à couplage de modes transverses) pour réaliser ces tests. Ceux-ci sont clairement inadaptés en termes de couplage à la gamme de fréquence autour de 1,5 GHz, mais ces tests permettent de valider les interconnexions envisageables et les deux types d'architecture retenus.

3.1.ÉLÉMENTS DE FILTRES EN ÉCHELLE

La figure 4.12 montre la façon dont nous avons testé un élément de filtre en échelle combinant deux résonateurs HBAR. Les résonateurs $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$ caractérisés au chapitre 2 ont été réutilisés pour nos tests. Ces résonateurs partagent une électrode commune, utilisée comme masse pour les tests de réponse en admittance. Ici, nous utilisons cette électrode comme une des sorties du quadripôle. Le schéma équivalent est également reporté pour montrer la pertinence de l'approche.

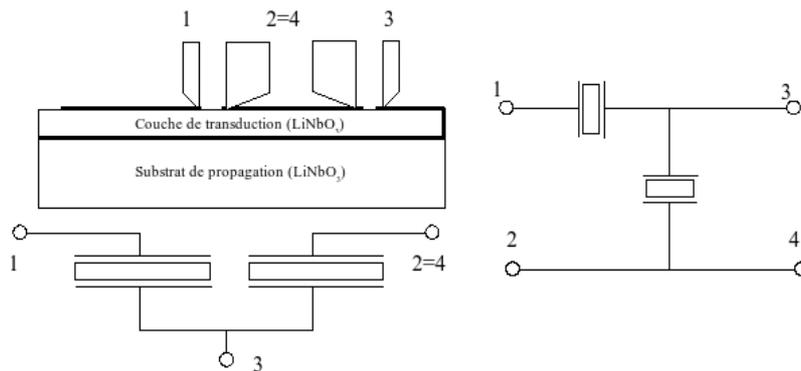


Figure 4.12.: Caractérisation au test sous pointes d'un élément de filtre en échelle (HBAR $\text{LiNbO}_3(\text{YXl})/36^\circ/\text{LiNbO}_3(\text{YXl})/36^\circ$), équivalence des schémas électrique et d'application des pointes

L'avantage de cette configuration repose dans le fait qu'une cellule peut être caractérisée sans obligation de découpe de la plaquette, et autorise de fait un grand nombre de tests dans la mesure où nous disposons de pointes permettant sa mise en oeuvre. Les réponses ainsi obtenues sont reportées en figure 4.13, 4.14, 4.15 et 4.16, pour différentes fréquences centrales correspondant aux optimums de couplage (le mode du transducteur fondamental et ses harmoniques impairs), soit 110, 301, 520 et 1300 MHz. Celles-ci sont présentées sans adaptation d'impédance (les résonateurs individuels ne sont en aucun cas conçus pour être accordés sous 50Ω), ladite adaptation étant traitée plus loin. Nous avons cherché à appairer des résonateurs respectant au mieux les conditions classiques du filtre en échelle. Ceci conduit à des bandes passantes très réduites, mais permet d'estimer les réjections atteignables avec de tels éléments. Les meilleurs résultats en la matière sont de fait obtenus au voisinage de l'optimum de couplage du mode fondamental et du troisième harmonique de la couche de transduction, soit une vingtaine de dB. Nous avons poussé le jeu jusqu'à quelque 1,3 GHz pour montrer que l'approche n'est pas restreinte aux fréquences basses. Compte tenu des propriétés de couplage très faibles à ces fréquences, on ne s'étonnera pas de l'étroitesse de la bande du filtre et de sa faible réjection.

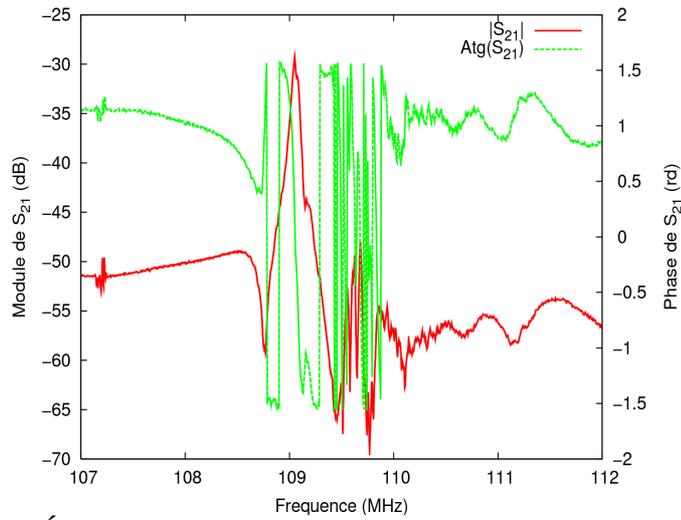


Figure 4.13: Élément de filtre en échelle au voisinage du mode fondamental de la couche de transduction

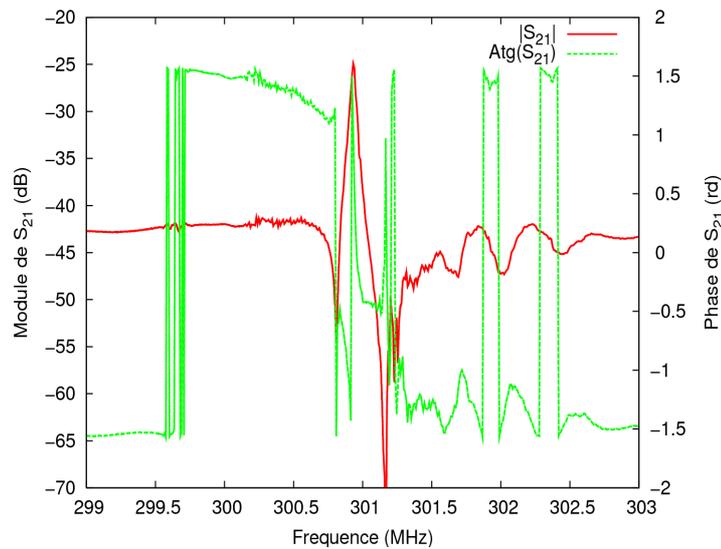


Figure 4.14: Elément de filtre en échelle au voisinage de l'harmonique 3 du mode fondamental de la couche de transduction

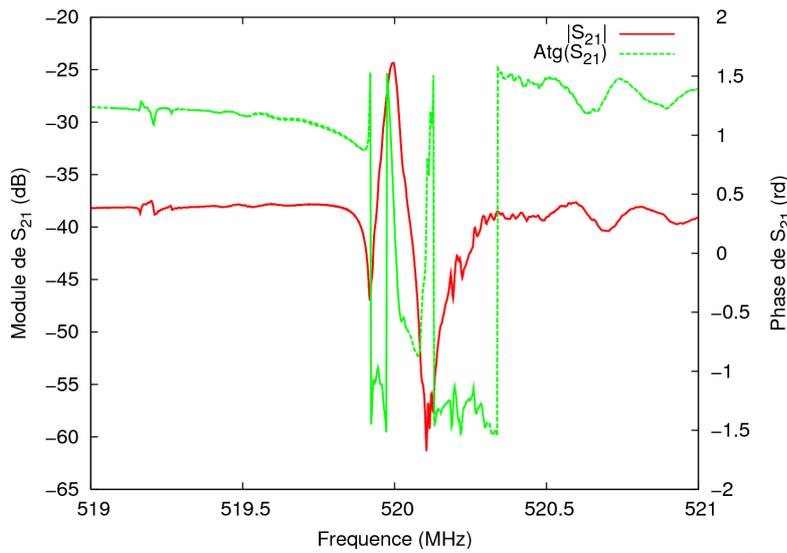


Figure 4.15: Elément de filtre en échelle au voisinage de l'harmonique 5 du mode fondamental de la couche de transduction

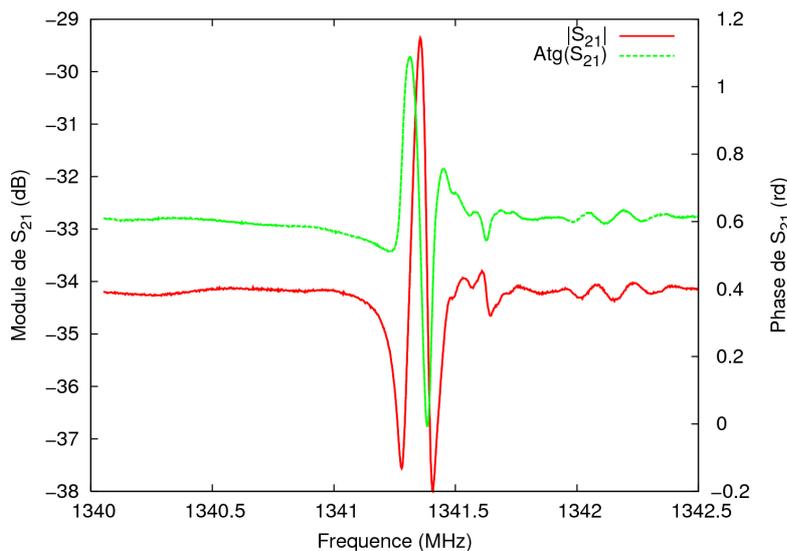


Figure 4.16: Elément de filtre en échelle au voisinage de l'harmonique 13 du mode fondamental de la couche de transduction

Plusieurs conclusions peuvent être déduites de ces premières expériences sur les éléments de filtre en échelle. La première concerne bien évidemment les conditions d'excitation des modes utiles. En effet, il apparaît clairement que pour travailler aux alentours de 1,5 GHz avec des couplages et une dynamique de signaux suffisants, il ne faut pas espérer fonctionner au-delà de l'harmonique 5 du mode fondamental de la structure d'excitation. En l'occurrence, cela signifie qu'il nous faut réduire l'épaisseur de la couche active de nos HBAR vers 10 μ m impérativement. Si cette perspective

semblait hier difficile à atteindre, nous montrons plus loin que de nouveaux développements technologiques nous permettent de l'envisager sérieusement, voire de réduire encore cette épaisseur de façon maîtrisée. Une deuxième conclusion souligne la nécessité de fondre une série de masque permettant de cascader plusieurs cellules (2 au minimum, 3 de préférence) afin de réaliser un véritable filtre en échelle, voire combinant les structures en échelle et en treillis comme proposé par XLim. Cette nouvelle conception supposera bien évidemment que nous ayons ajusté la taille des électrodes pour respecter les conditions d'accord d'impédance (50Ω) et également validé le principe de l'accord des fréquences. Celui-ci exploitera la possibilité de graver sélectivement et localement le silicium ou le niobate support de propagation (nous verrons plus loin qu'aujourd'hui, l'un ou l'autre peut être traité de la sorte). Enfin, la maîtrise de la séparation spectrale des filtres reste toujours un point faible de notre approche. Dans cette perspective, il apparaît nécessaire de recourir à des domaines de propagation minces, d'épaisseur inférieure à $100\mu\text{m}$. Le silicium se prête volontiers à ce type de réalisation, c'est donc le matériau que nous privilégierons dans ce but, en choisissant bien entendu un substrat de qualité maximale (fusion zone – FZ – par exemple). Après avoir caractérisé les premiers éléments de filtres réalisés, nous les avons découpé pour mettre au point leur mise en boîtier afin de tester leurs caractéristiques de façon plus complète et pertinente.

3.2.ÉLÉMENTS DE FILTRES PAR COUPLAGE TRANSVERSE

Par analogie avec les solutions mises en œuvre pour les filtres à résonateurs à ondes de volume, nous nous sommes proposés de réaliser des filtres à couplage transverse à l'aide de nos résonateurs harmoniques. Le principe consiste à coupler deux résonateurs identiques par une zone étroite au sein de laquelle le recouvrement d'ondes évanescentes des champs émis par les deux dispositifs peut s'établir, créant ainsi des conditions de couplage entre les résonances. Celles-ci permettent de transmettre des informations entre les points d'entrée et de sortie de la structure dans une zone spectrale d'autant plus grande que les modes sont couplés, soit que la zone de séparation entre les résonateurs est étroite. Beaucoup de scientifiques ont cherché à mettre ce principe en œuvre pour les filtres à films minces de nitrure d'aluminium, mais les épaisseurs de couches elles-mêmes constituent un problème majeur dans la mesure où elles permettent peu ou prou l'existence de modes latéraux permettant de coupler efficacement l'énergie entre deux résonateurs. La thèse d'A. Reinhardt a montré qu'il était pratiquement inenvisageable de réaliser de tels filtres, hormis en favorisant un couplage forcé qui rappelle singulièrement les transducteurs inter-digités [7]. Toutefois, nous sommes dans une situation quelque peu différente, même si nous utilisons également des films minces ou amincis pour l'excitation d'ondes de volume, puisque le domaine de propagation s'avère nettement plus important que dans le cas des TFR, FBAR et autres SMR. Dans notre situation, nous pensons rencontrer des conditions de couplage plus favorables de ce fait et

avons cherché à valider cette idée. Pour ce faire, nous avons utilisé des résonateurs à base d'AlN/Silicium réalisés pour les applications sources ainsi que nos résonateurs à base de niobate de lithium reportés et amincis sur silicium. Dans les deux cas, nous avons coupé en deux une électrode par un usinage FIB afin de pouvoir tester ce type de structure. Le schéma de la figure 4.17 montre le principe de l'expérience et la figure 4.18 une photo du résonateur avec son électrode découpée au FIB, alors que les figures 4.19 et 4.20 présentent une mesure comparative de filtres couplés transversalement sur AlN/Si. On voit que malgré la proximité des points chauds, le test sous pointes reste tout à fait praticable, comme le montre les mesures de paramètres S reportées en figure 4.19 et 4.20. Il est clair que nous ne maîtrisons pas grand chose à ce point des travaux selon cette approche, mais il nous semble qu'il s'agit d'un développement original dont on trouve facilement un équivalent dans les technologies de filtre fondées sur les ondes de surface couplées transversalement où les filtres basses fréquences bande étroites sur quartz, fondés sur un principe similaire. Cette référence nous servira par ailleurs de base pour une compréhension analytique des phénomènes mis en jeu.

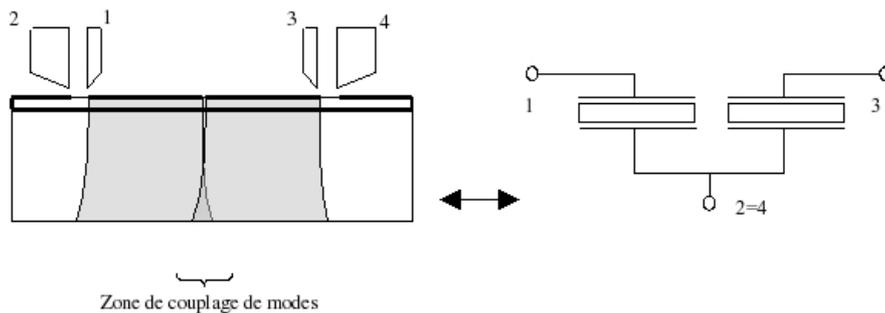


Figure 4.17.: Schéma de test de filtres sur HBAR couplés transversalement, correspondance du câblage sous pointes.



Figure 4.18: Photo de la structure AlN/Si avec son électrode découpée au FIB

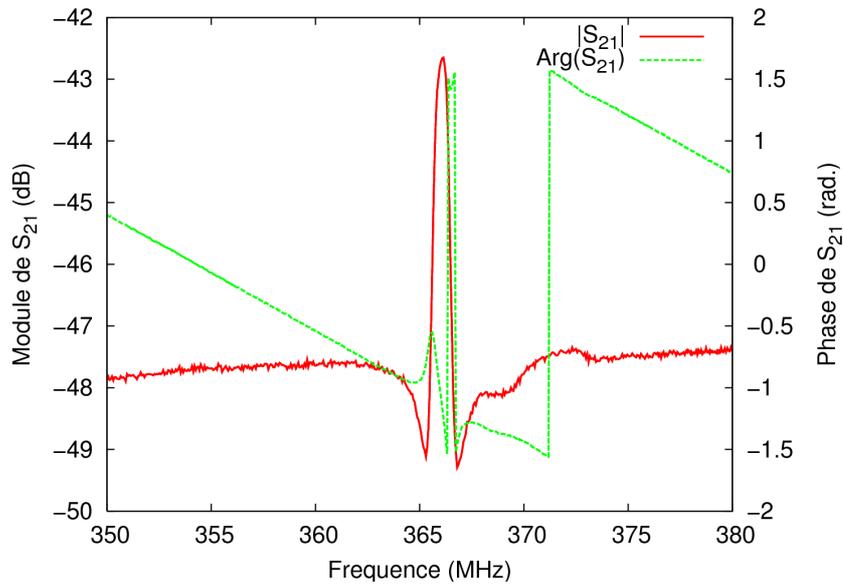


Figure 4.19: Fonction de transfert d'un filtre à couplage de modes transverse sur AlN/Si

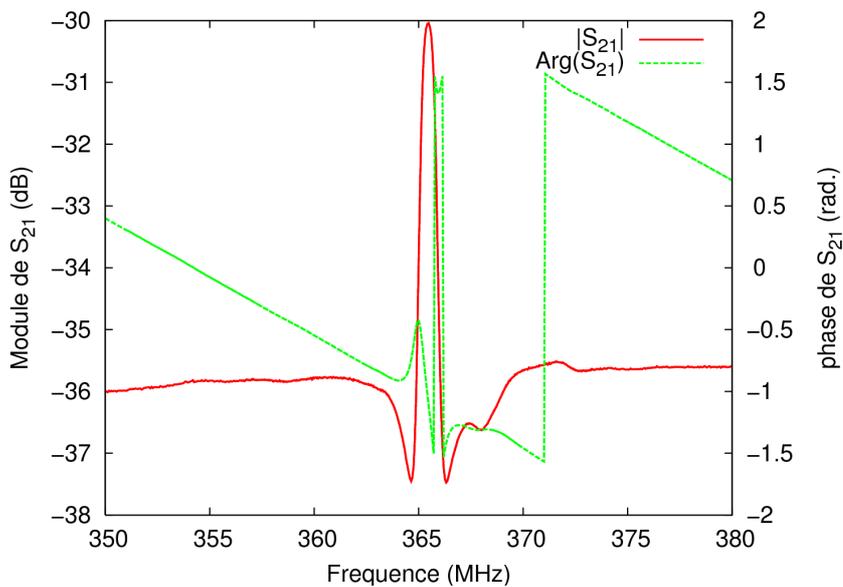


Figure 4.20: Même configuration que la fig.13, validation de la reproductibilité des propriétés du filtre AlN/Si

Nous avons cherché à mettre en évidence les limites d'application de cette solution sur la combinaison de matériau AlN(2 μ m)/Silicium(30 μ m). les fig. 4.21 (a) et (b) montrent qu'il est difficile de pousser le jeu au-delà de quelques centaines de MHz pour une telle configuration. Le rejet hors bande montre une dynamique très faible, attestant du couplage électromécanique modéré des résonateurs à ces fréquences. Par ailleurs, et ce de manière assez globale pour la solution

AlN/Si, la visualisation formelle de deux modes couplés (c'est-à-dire deux pôles) formant la réponse spectrale du filtre est loin d'être patente (exceptée peut-être la figure 4.21 (a)). Nous verrons par la suite des résultats manifestant ce caractère de façon probante.

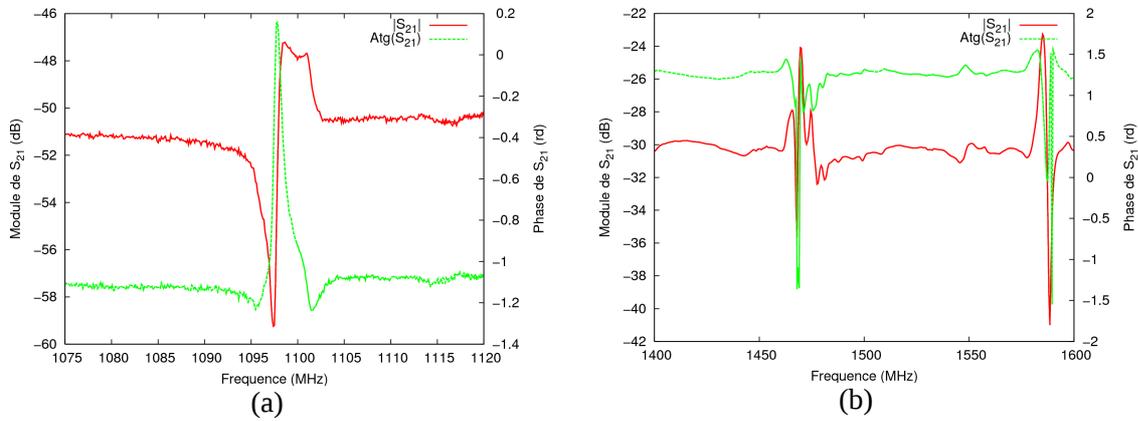


Figure 4.21: Structure filtre à couplage de modes transverse sur AlN/Si testée à hautes fréquences (a) vers 1,1GHz – (b) au voisinage de 1,5 GHz, limites d'applicabilité de l'approche pour cette combinaison de matériaux et pour cette structure d'empilement

Nous avons décidé par la suite de tester une configuration analogue sur la structure LiNbO₃ (Y+36)/LiNbO₃ (Y+36) collée par compression de films minces d'or à froid (cf. § II). On rappelle que la plaque de niobate assurant la fonction de transduction présente une épaisseur de 34µm. Cela implique une fréquence correspondant au mode fondamental du transducteur proche de 110 MHz (pour une vitesse du mode longitudinal de l'ordre de 7000 m.s⁻¹), avec des optimums de couplage des modes HBAR pour les harmoniques impairs de cette même fréquence (300, 500 et 700 MHz pour les harmoniques 3, 5 et 7 respectivement). Nous avons utilisé un résonateur constitué d'une électrode rectangulaire de 300×200µm² pour notre expérience. A l'aide du FIB de la centrale MIMENTO, nous avons séparé l'électrode supérieure (en aluminium), donnant alors lieu à deux résonateurs séparés d'une bande isolante de 10µm, de dimensions 145×200µm². Le contact de masse est obtenu par retour de celle-ci en face supérieure du substrat, permettant de réaliser effectivement le quadripôle de la figure 4.17. La figure 4.22 montre une photographie au MEB de cette réalisation. Nous avons ainsi obtenu deux résonateurs de qualité spectrale éprouvée, susceptible de donner lieu à des réponses bien définies, comme nous le montrons par la suite.

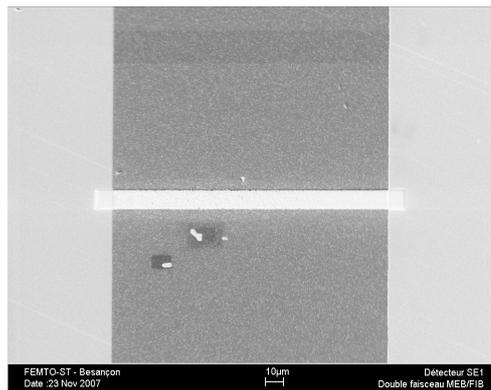


Figure 4.22: Photographie MEB de la structure de filtre à deux résonateurs couplés transversalement sur empilement $\text{LiNbO}_3(34\mu\text{m})/\text{Au}(300\text{nm})/\text{LiNbO}_3(350\mu\text{m})$. Le trait de séparation tracé au FIB correspond à l'ablation de l'électrode supérieure (et sans doute d'une partie du substrat) sur une largeur de $10\mu\text{m}$.

Nous avons pu ainsi caractériser la réponse du filtre en termes de fonction de transfert pour différentes bandes de fréquences, correspondant bien entendu aux zones spectrales de fort couplage du mode longitudinal (cf. page précédente). Nous ne présentons pas les résultats de mesures au voisinage de 100 MHz, bien que l'on puisse constater des rejets hors bande de plus de 30 dB, compte tenu de nos objectifs de fréquence. La figure 4.23 montre le type de réponse spectrale au voisinage de l'harmonique 3 du mode fondamental du transducteur. Plusieurs fonctions de filtrage sont visibles, séparées de 10 MHz environ l'une de l'autre, avec une dynamique maximale aux alentours de 300 MHz, comme illustré en figure 4.24. On voit alors un rejet hors bande approchant les 30 dB (pour une seule cellule de filtrage) et des pertes approchant les 10 dB (le filtre n'est bien entendu pas accordé en impédance sur $50\ \Omega$), mais aussi une forte ondulation dans la bande rendant positivement inopérant le filtre compte tenu des spécifications généralement en vigueur pour ce genre d'application. Néanmoins, on distingue très nettement les deux pôles formant le filtre, ce qui semble prouver de manière assez claire le fonctionnement par couplage de mode du dispositif. On voit également en partie haute de la bande rejetée une remontée du plancher que l'on identifie au couplage du mode avec des ondes de Lamb rayonnées latéralement (cette hypothèse reste toutefois à vérifier). On a effectué également ces mesures au voisinage de 500 MHz et 700 MHz, comme le montre les figures 4.25, 4.26 et 4.27. En particulier, on voit qu'avec la montée en fréquence, la bande du filtre s'avère moins creusée et plus régulière, avec toutefois une légère réduction du rejet hors bande (25 dB à 500 MHz et 22 dB à 720 MHz), en rappelant tout de même qu'il ne s'agit là que d'une seule cellule. Les pertes dans la bande passe de 12 à 15 dB, mais on rappelle une fois encore qu'aucun effort n'a été dédié à l'accord d'impédance des deux résonateurs. On remarque enfin sur de nombreuses mesures une contribution de mode de cisaillement indésirable (tous les 6 MHz) quoi que très faible. La fonction de transfert du filtre à 720 MHz fait toutefois apparaître une

contribution parasite plus marquée en bande basse dont l'origine n'est pas encore identifiée. La bande passante à 3dB de tous ces filtres s'étend sur 200 kHz, valeur assez modeste à relier au couplage mesuré pour les modes correspondants, atteignant au mieux quelques pour mille. Des efforts restent bien entendu à réaliser pour améliorer cet état de fait. Pour compléter ces mesures comme dans le cas des filtres sur AlN/Si, nous avons cherché à identifier la limite haute en fréquence du fonctionnement de la structure. La figure 4.28 montre la fonction de transfert du filtre au voisinage de 1,5 GHz. Il est clair qu'à cette fréquence, la fonction de filtrage n'est plus assurée par la structure, qui fait péniblement apparaître un rejet hors bande de 8 dB pour des pertes manifestement accrues (là encore sans effort d'adaptation d'impédance). Comme précédemment, le phénomène de couplage de modes semble résolument trop faible pour être exploité à ces fréquences, la structure ne se prêtant visiblement pas à ce mode de fonctionnement pour ces points de fonctionnement.

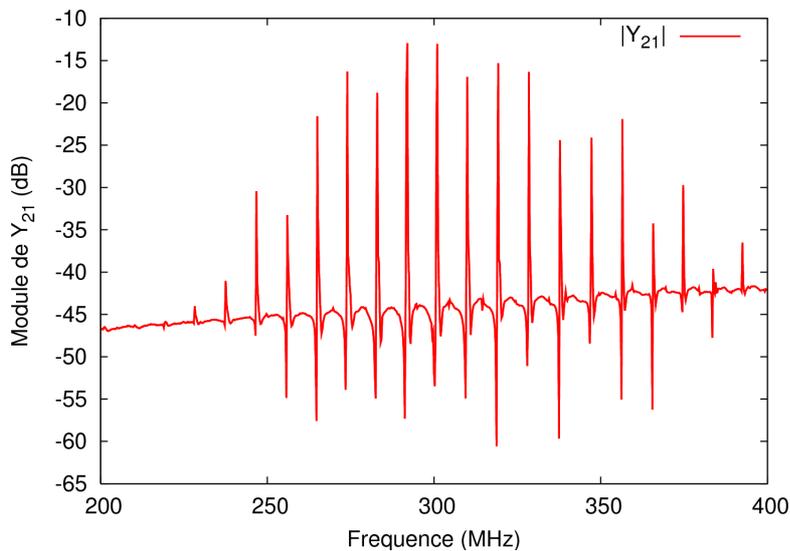


Figure 4.23: Fonction de transfert large bande de la structure de filtre couplés LiNbO3/LiNbO3 au voisinage de 300 MHz (harmonique 3 du mode fondamental de la couche de transduction)

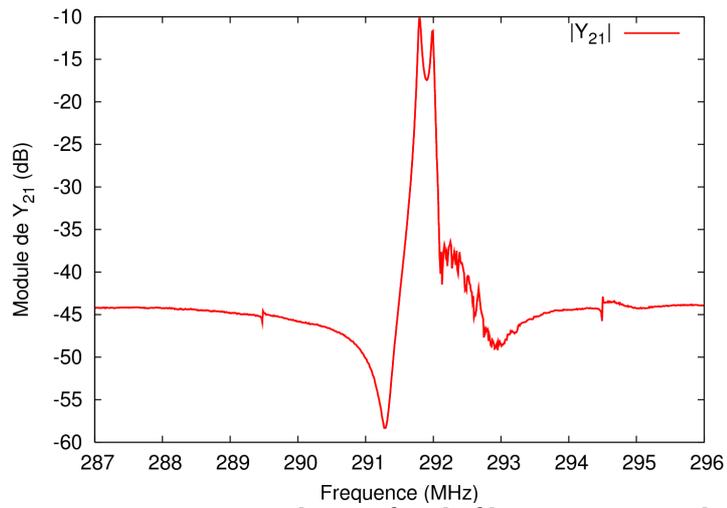


Figure 4.24: Fonction de transfert du filtre au voisinage de 300 MHz. Mise en évidence des deux pôles formant la réponse spectrale, et d'un couplage avec des modes de Lamb rayonnés latéralement en limite haute de bande.

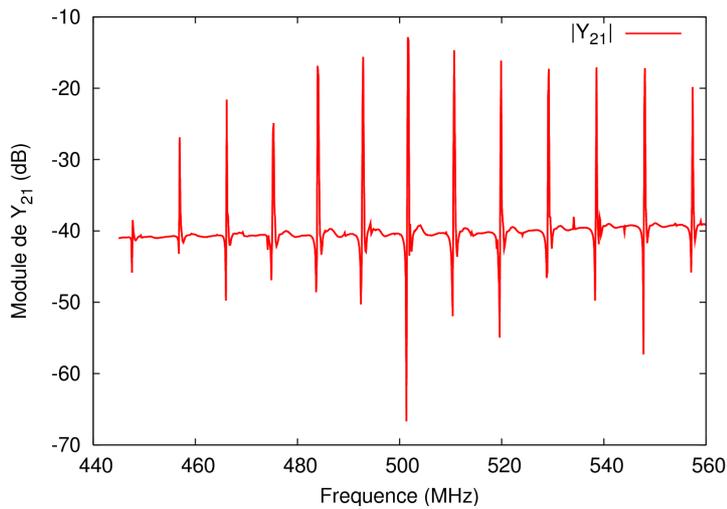


Figure 4.25: Fonction de transfert large bande du filtre au voisinage de 500 MHz (harmonique 5 du mode fondamental de la couche de transduction)

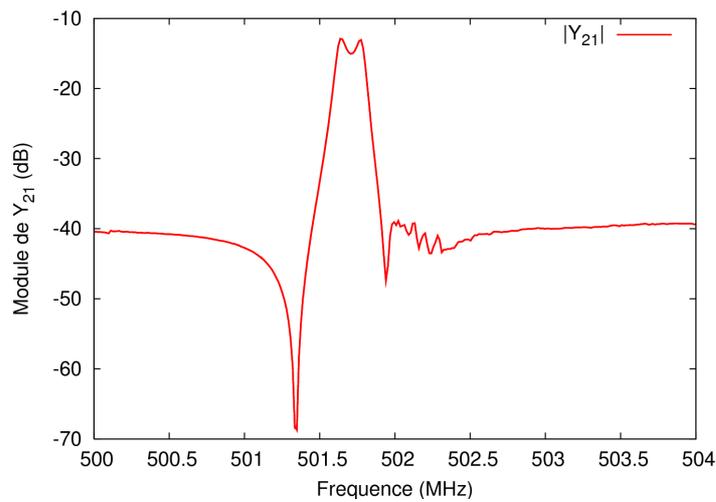


Figure 4.26: Fonction de transfert du filtre au voisinage de 500 MHz, amélioration de l'ondulation dans la bande, diminution du rejet hors bande et du rayonné en fréquences hautes

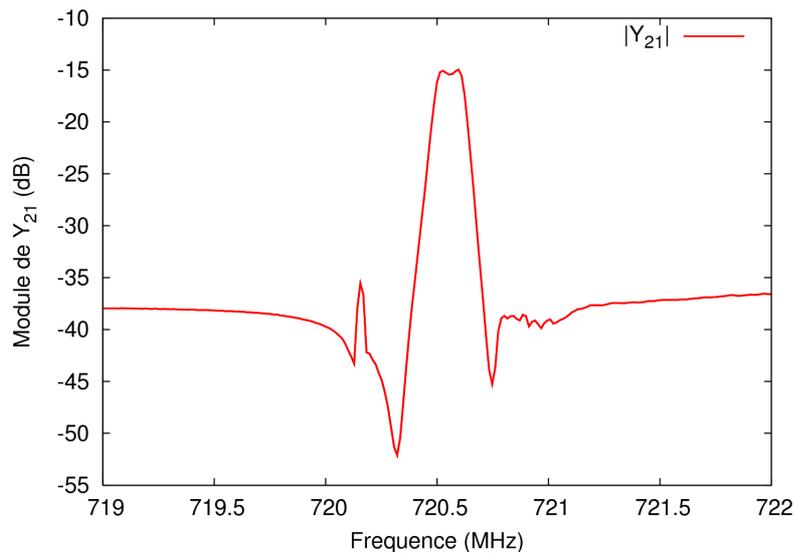


Figure 4.27: Fonction de transfert du filtre au voisinage de 720 MHz, nouvelles améliorations de l'ondulation dans la bande, diminution du rejet hors bande et du rayonné en fréquences hautes, apparition d'une contribution indésirable en bande basse d'origine non identifiée.

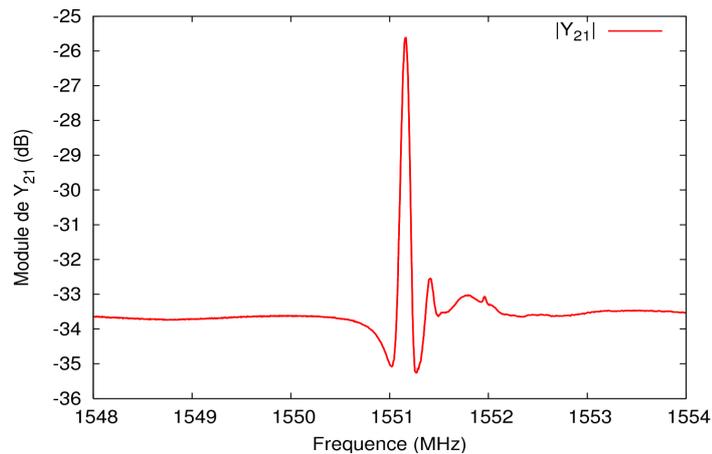


Figure 4.28: Fonction de transfert du filtre au voisinage de 1,5 GHz, limites opérationnelles de la structure (couplage de modes a priori inopérant, faible rejet hors bande)

Pour cette structure de filtre sur substrat composite $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$, une dernière mesure est reportée ici, pour montrer l'influence des conditions de caractérisation sur les réponses du filtre et sur la manifestation objective de l'effet de couplage transverse. Nous reportons en figure 4.29 l'admittance d'un des résonateurs en fonction des conditions de charge de son résonateur associé : la première mesure est réalisée en circuit ouvert, c'est à dire que la sortie du quadripôle n'est pas chargée électriquement, la seconde correspond au cas où l'on effectue la mesure de Y_{11} en posant les pointes de touche sur le résonateur « de sortie », lui imposant ainsi une charge de 50Ω . On voit que la seconde résonance de l'admittance est fortement conditionnée par la charge du résonateur, laissant présumer que l'énergie est alors bien transmise d'un transducteur à l'autre dans la mesure où le système peut effectivement débiter de l'énergie sur une charge.

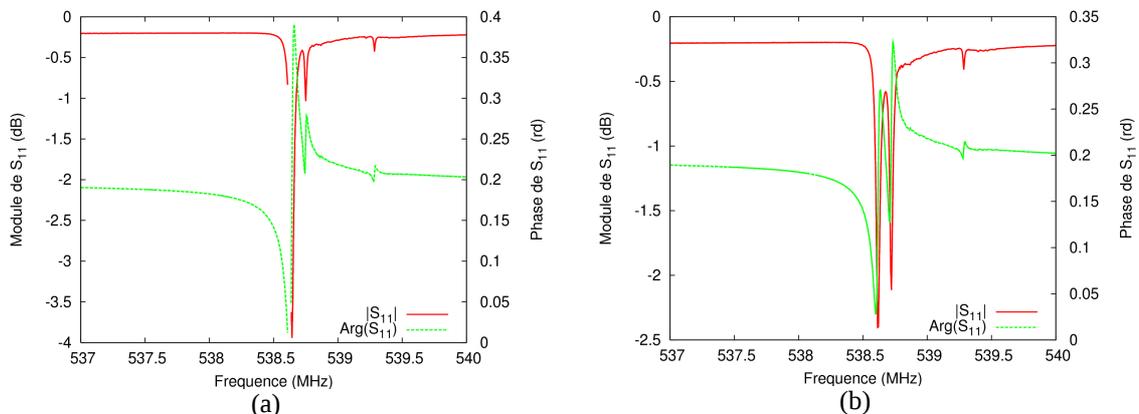


Figure 4.29: Admittance d'un des deux résonateurs de la structure de filtre couplée transversalement en fonction des conditions électriques imposées au résonateur associé (a) circuit ouvert (b) circuit chargé sous 50Ω .

La refonte d'un masque à électrodes de géométries variées nous a incité à rajouter des formes spécifiquement dédiées à ce type de filtre. Il s'agit de demi-lunes séparées d'une distance variant de 5 à 20 μm , afin de mettre en évidence le rôle de ce paramètre sur la largeur spectrale du filtre correspondant. La figure 4.30 montre un exemple de ces filtres, où l'on identifie les deux ports du filtre et l'électrode de référence commune aux deux ports du quadripôle.

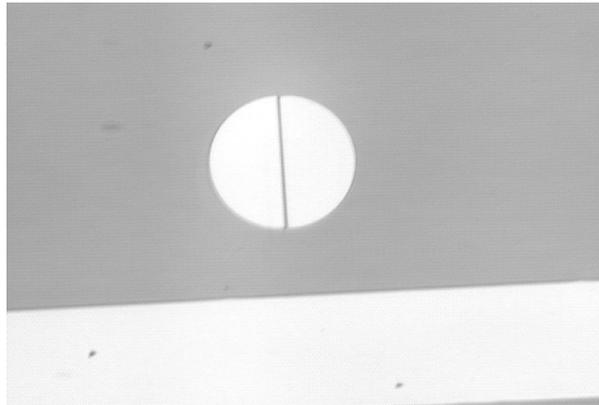


Figure 4.30: Géométrie de filtre à couplage transverse (diamètre 300 μm), les deux ports du filtre correspondant aux demi lunes en regard et l'électrode de référence sous-jacente, commune aux deux ports.

La mesure de la fonction de transfert de ces quadripôles indique un fonctionnement mettant effectivement en jeu deux modes couplés (respectivement symétrique et antisymétrique) au voisinage du mode fondamental de la plaque-transducteur seule (à peu près 300 MHz). La figure 4.31 montre bien une forme de filtre pour une cellule unique, avec des niveaux de pertes dans la bande indiquant une adaptation proche de la charge vue par le filtre (50 Ω imposés par les ports de l'analyseur de réseau), quelle que soit la distance séparant les deux ports.

Conformément à ce que nous avons observé pour les filtres sur structure niobate/niobate, nous perdons cette forme spectrale lorsque nous effectuons des mesures à plus haute fréquence (figure 4.32). Là encore, le fonctionnement en régime HBAR semble localisé au voisinage du mode fondamental décrit plus haut, laissant la place à un régime intermédiaire entre HBAR et FBAR lorsque la fréquence augmente. En particulier, la fonction filtrage ne s'avère qu'au voisinage des harmoniques 3 et 5, pour des fréquences correspondant à 1 et 1,7 GHz grossièrement, et ne présente plus la figure typique de double mode pour des filtres à modes couplés mais une contribution spectrale unique plutôt étroite.

Toutefois, contrairement à ce que nous avons observé sur les structures AlN/Si, le rejet hors bande

au voisinage de ces contributions reste très fort (près de 30 dB) et les pertes dans la bande inférieures à 10 dB pour le mode correspondant à l'optimum de couplage dans le transducteur.

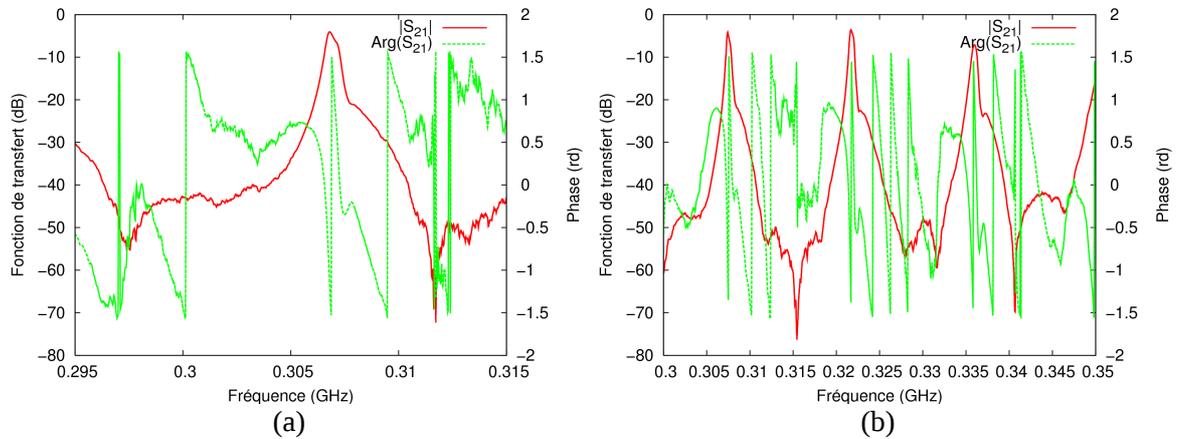


Figure 4.31: fonction de transfert S_{21} de filtres à couplage transverse à gaps de $10\mu\text{m}$ (a) et $20\mu\text{m}$ (b) au voisinage de la résonance fondamentale de la plaque-transducteur seule

Nous observons le même type de phénomène pour les filtres à $20\mu\text{m}$ de gap, avec des résonances encore plus étroites et des pertes dans la bande inférieures à 10 dB à 1,72 GHz. Les spectres correspondants sont reportés en figure 4.33. La réponse à 1 GHz est par contre nettement plus atténuée et présente un coefficient de qualité de 318 qui s'explique par la présence des deux modes dans la bande. La résonance à 1,72 GHz présente un produit $Q.f$ de $1,72 \cdot 10^{13}$.

On reporte une dernière mesure effectuée sur un filtre à $5\mu\text{m}$ de gap, au voisinage de l'harmonique 3 du transducteur (960 MHz). On relève des pertes de -3,8 dB pour un Q de 3855 (toutes valeurs de Q en charge). La figure 4.34 illustre ce dernier résultat. le coefficient de qualité aurait pu être certainement amélioré si le second mode ne venait perturber le spectre. On notera la réjection meilleure que 25 dB sur toute la bande d'analyse.

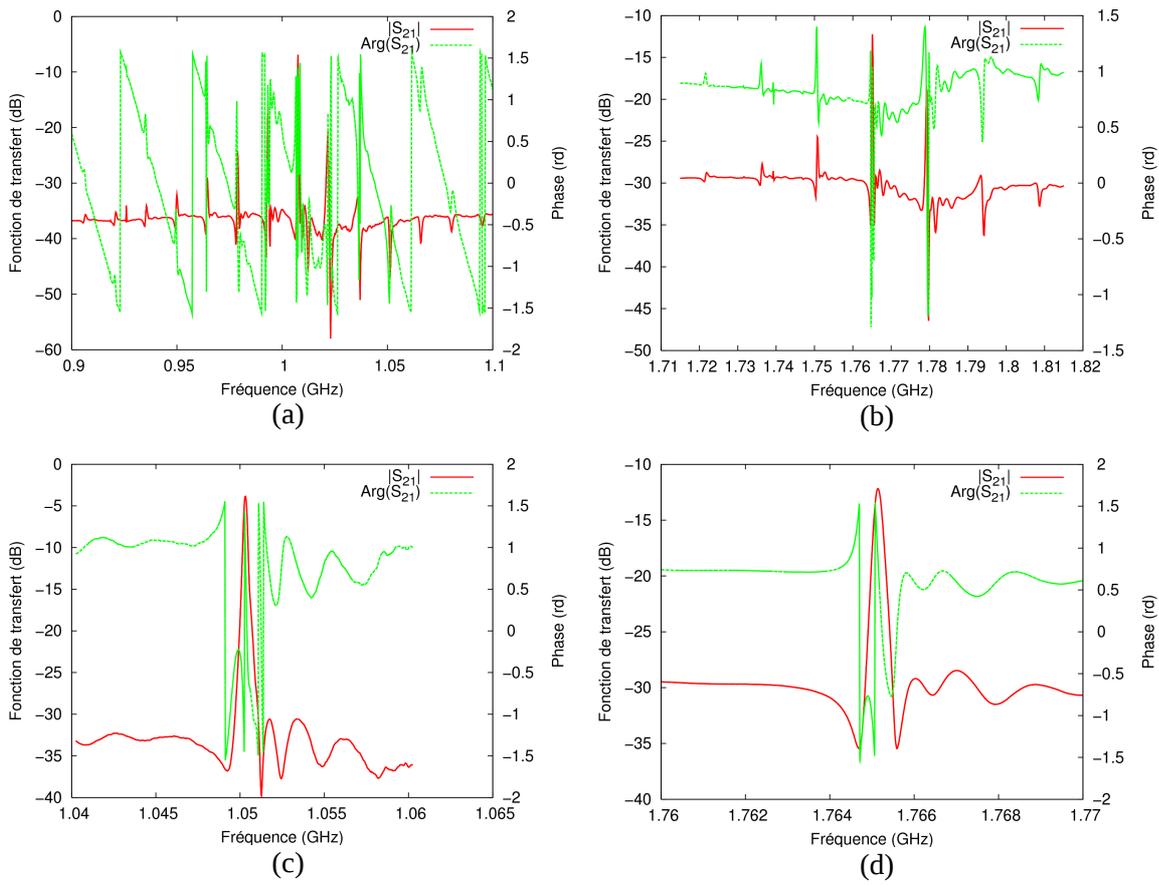


Figure 4.32: Fonction de transfert des structures de filtre de $10\mu\text{m}$ de gap au voisinage des harmoniques 3 (a) et 5 (b) du mode fondamental de la plaque-transducteur seule, $Q=4560$, $IL = -3.8 \text{ dB}$ à $1,05 \text{ GHz}$ (c), $Q=8405$, $IL=-12\text{dB}$ à $1,76 \text{ GHz}$ (d)

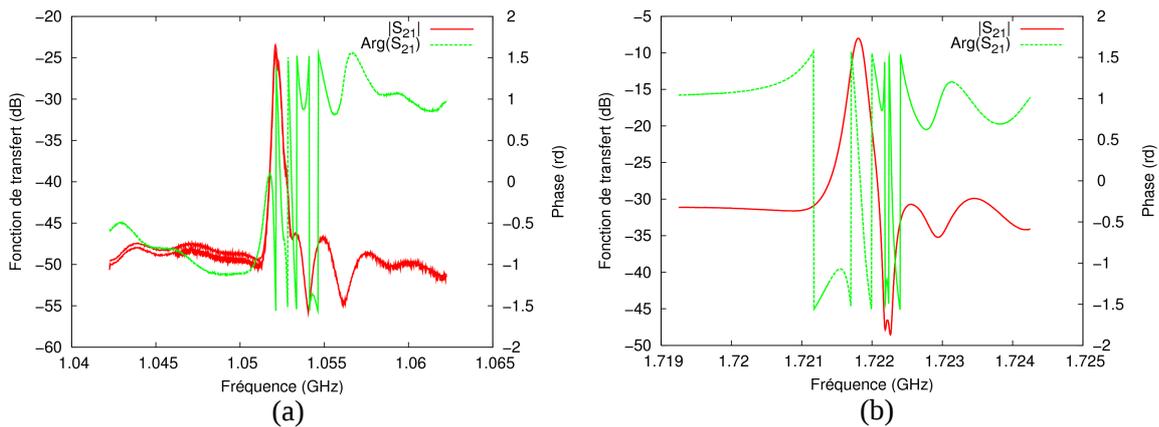


Figure 4.33: Fonction de transfert des structures de filtre de $20\mu\text{m}$ de gap au voisinage des harmoniques 3 et 5 du mode fondamental de la plaque-transducteur seule, $Q=318$, $IL=-23.5 \text{ dB}$ à $1,05 \text{ GHz}$ (c), $Q=10128$, $IL=-8\text{dB}$ à $1,72 \text{ GHz}$ (d)

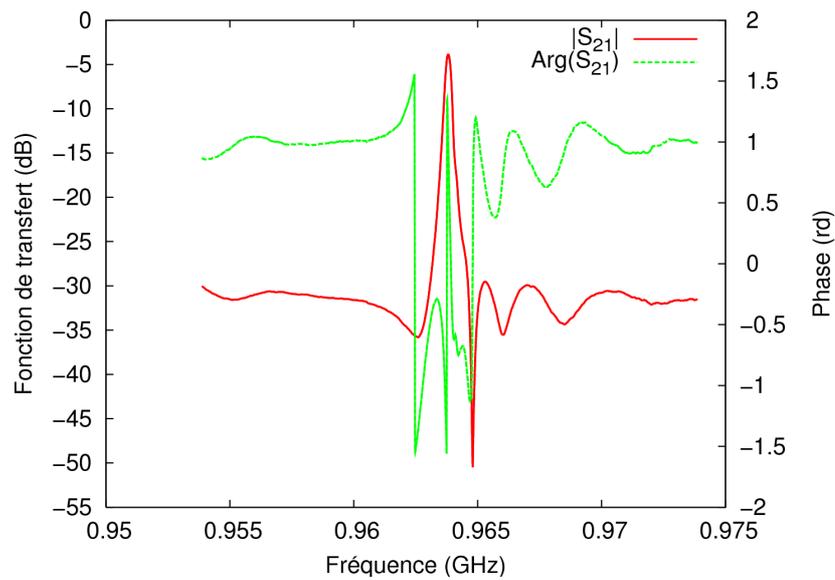


Figure 4.34: Fonction de transfert des structures de filtre de $5\mu\text{m}$ de gap au voisinage de l'harmonique 3 du mode fondamental de la plaque-transducteur seule, $Q=3855$, $IL=-3,8\text{ dB}$ à $0,96\text{ GHz}$

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré la mise au point de filtres de bande très étroite à base de HBARs. Cette contribution apporte une réponse originale et simple à mettre en oeuvre de filtres à couplage transverse. En effet, la structure quadripôle se prête notamment bien à la fabrication de filtres dont les paramètres peuvent être imposés par la forme planaire des électrodes et l'espacement entre les deux éléments résonants couplés. Cette architecture quadripôle fait également l'objet d'une demande de brevet pour les applications filtres. Elle offre une simplification notable de la structure des filtres par sa nature essentiellement planaire, même si elle requiert l'accès à l'électrode sous-jacente d'une manière ou une autre.

Les coefficients de qualité affichés par les quadripôles montrent qu'il serait plus que possible de stabiliser un oscillateur. Cependant avant d'utiliser cette solution, il est nécessaire d'identifier les influences paramétriques à l'aide de modèles simples.

Chapitre5. Intégration et oscillateurs

La mise en œuvre d'oscillateurs haute stabilité et pureté spectrale pour les applications en bande X impose de disposer de résonateurs à forts coefficients de qualité compatibles avec les électroniques d'asservissement. Différentes technologies ont été envisagées permettant de mettre au point des résonateurs à films minces piézoélectriques compatibles avec des fréquences de travail nettement supérieures au GHz, le but ultime étant de démontrer le fonctionnement d'un tel système en bande X, soit dans la gamme de fréquence 8-10 GHz. L'approche technologique ayant donné les meilleurs résultats de caractérisation de résonateurs repose sur l'usage de matériaux monocristallins de haute qualité et à fort couplage piézoélectrique, affinés et reportés sur un support de haute qualité acoustique afin de réaliser des résonateurs de type HBAR (résonateurs à résonances harmoniques multiples). Cette approche a été particulièrement pressentie pour atteindre les très hautes fréquences. Elle a permis des caractérisations de résonance jusqu'à 3 GHz et a montré, dans une version à base de nitrure d'aluminium sur silicium la possibilité d'obtenir des signatures acousto-électriques jusqu'à 7 GHz. Cependant, nous n'avons pu réaliser d'oscillateurs fonctionnant à de telles fréquences et seuls des démonstrateurs à 1,7 GHz ont finalement pu être réalisés.

Le présent chapitre fait la synthèse de ces travaux, montrant les différents résultats obtenus et mettant en avant les points encourageants permettant d'envisager à terme la mise en œuvre industrielle de telles solutions. Pour conclure, nous listons les pré-requis pour l'industrialisation des solutions proposées.

3. Mise en boîtier des résonateurs

Les réalisations présentées dans les chapitres précédents, montrent des caractérisations réalisées directement sur la plaquette de matériau à l'aide d'une station sous pointes hautes fréquences. Pour intégrer et souder au plus près de l'électronique il a été nécessaire d'isoler chaque résonateur puis de les mettre en boîtier. Ce travail a été pris en charge parallèlement par la société TEMEX et l'institut FEMTO-ST. Le besoin de rester au plus près des paramètres mesurés rend cette étape critique. Dans notre cas il est très important de ne pas dégrader le coefficient de qualité. Pour éviter les sources de parasites il est notamment important que les surfaces du résonateur soient libres de contraintes et de matières organiques. De plus, pour diminuer les effets capacitifs et inductifs, le

boîtier doit être au plus près du composant. Il est important que la liaison entre le fil et les électrodes perturbe le moins possible la propagation et la réflexion des ondes. La meilleure solution consisterait à reporter directement le résonateur sur une plaque d'alumine via les contacts électriques. Cette méthode est appelée « Flip-chip ».

Pour l'encapsulation réalisée à l'institut FEMTO-ST, nous avons utilisé des boîtiers à monter en surface mesurant cinq millimètres par sept millimètres de chez Kyocera (figure 5.1).

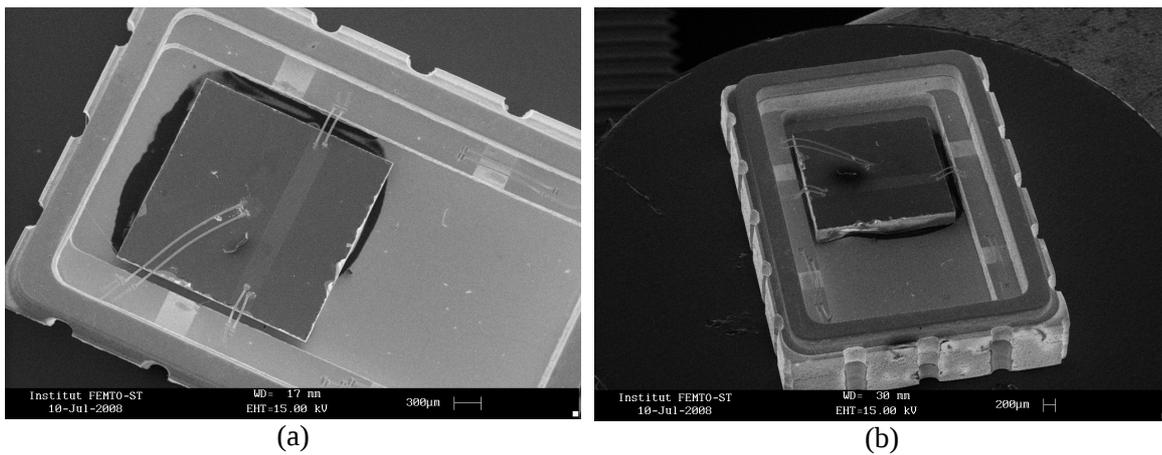


Figure 5.1: Images illustrant le résonateur dans le boîtier Kyocera réalisées au microscope électronique à balayage

Pour connecter les électrodes du résonateur aux bornes du boîtier, nous avons utilisé une technique appelée « wedge bonding ». Celle-ci consiste à amener le fil par l'outil (appelé stylet ou aiguille), puis à l'appliquer sur le plot à souder. La liaison entre le fil et la zone à connecter s'effectue en combinant pression et vibration ultrasonore. Il s'agit d'une soudure « à froid ». C'est l'énergie ultrasonique qui entraîne un ramollissement du fil semblable à l'effet obtenu par une élévation de température. Le fil est ensuite guidé par l'outil sur le second plot et une soudure effectuée. La pression de l'outil sur la plage à souder est généralement comprise entre 20 et 30g et la vibration émise de l'ordre de 50 à 70 Kc/s. Les fils peuvent avoir des diamètres compris entre 18 et 50 μm . Cette technique permet aussi le câblage de rubans pouvant dépasser 100 μm de largeur. La soudure étant effectuée à froid, la formation de composés intermétalliques est évitée.

La figure 5.2 illustre la liaison réalisée entre le boîtier et le fil par la technique de « wedge bonding ».

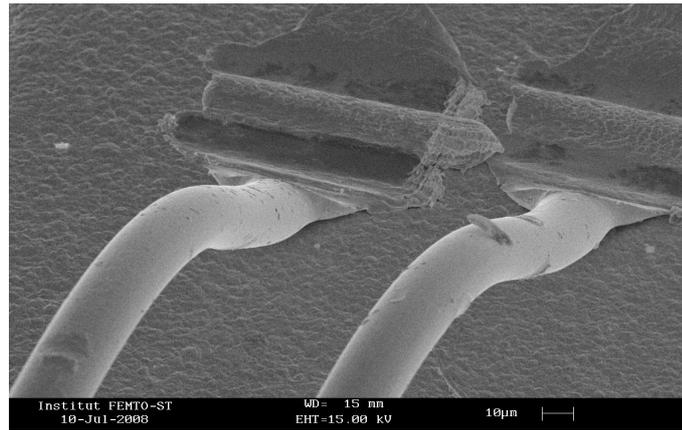


Figure 5.2: Liaison "wedge bonding"

Cette méthode de liaison a diminué le coefficient de qualité du résonateur. Mais le composant nous permet toujours d'opérer dans une boucle d'oscillation.

4. Synthèse des résultats obtenus et positionnement par rapport à l'état de l'art

4.1. CARACTÉRISATION D'OSCILLATEURS DANS LA BANDE 500 MHz – 2 GHz

Nous avons fabriqué au cours de la thèse un grand nombre de résonateurs HBAR de type dipôle avec différentes combinaisons de matériaux, du LiNbO_3 (YXl)/ 36° sur silicium et les combinaisons $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$ et $\text{LiNbO}_3/\text{saphir}$ (chapitre 2) ayant donné des produits coefficient de qualité fois fréquence dépassant les valeurs limites généralement admises pour le quartz (8.10^{13} à 1,5 GHz et 5.10^{13} à 2 GHz). Nous avons réalisé un oscillateur de type Colpitts avec lequel nous avons pu tester plusieurs de ces résonateurs, en tentant de sélectionner le mode désiré de façon déterministe.

L'intérêt de l'oscillateur Colpitts est de créer une résistance négative vu de la base du transistor. Ceci permet de compenser la résistance motionnelle du résonateur de manière à entretenir l'oscillation. La sélection du mode désiré s'est avéré assez difficile du fait de la forte épaisseur des substrats (LiNbO_3/Si , $\text{LiNbO}_3/\text{saphir}$ et $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$), l'oscillateur pouvant le cas échéant changer de mode en cours d'expérience. Par ailleurs, la mesure de bruit de phase a été rendue délicate par l'existence d'une dérive notable de la fréquence en fonction de la température, nécessitant pour la suite des tests la mise en œuvre de thermostats adaptés aux dimensions de nos dispositifs. Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 montrent respectivement le détail du circuit de l'oscillateur, le

conditionnement du signal pour les mesures et une photo du circuit réalisé.

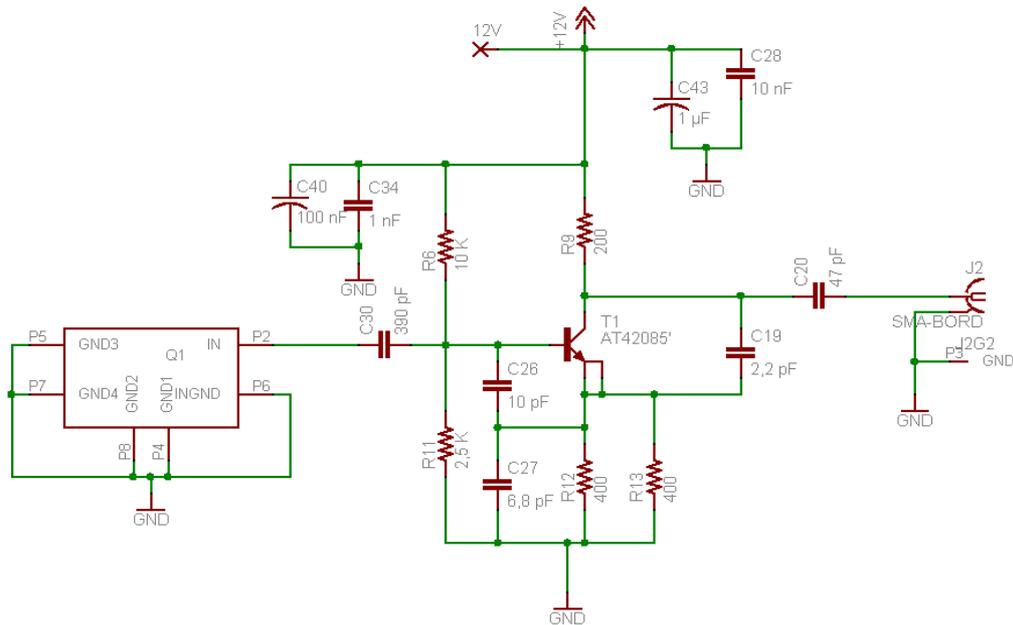


Figure 5.3: Schéma détaillé de l'oscillateur Colpitts stabilisé par résonateurs HBAR

Rés

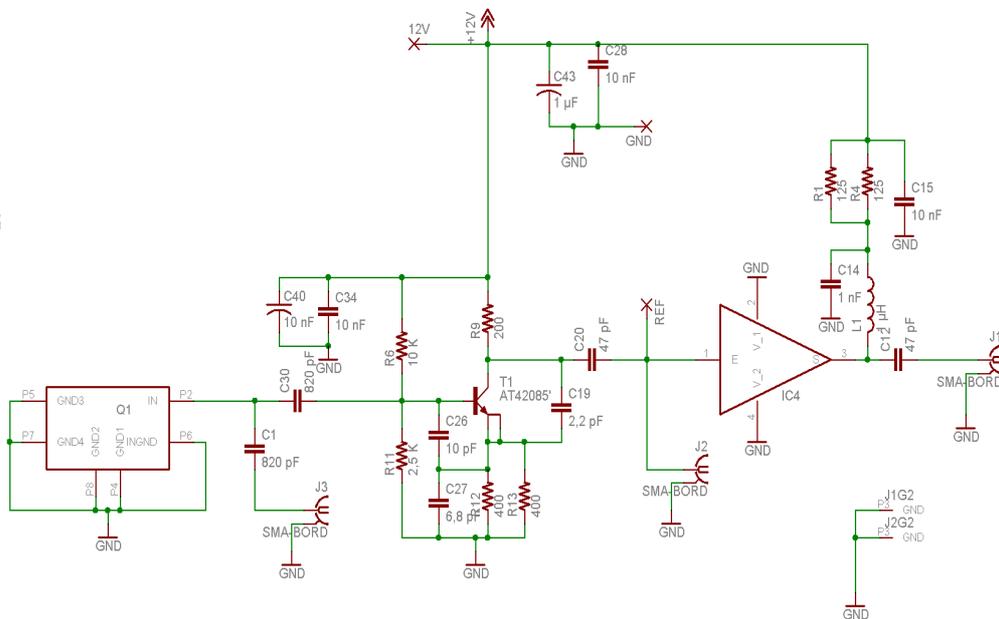


Figure 5.4: Schéma complet du circuit électrique de l'oscillateur avec conditionnement du signal de test pour la mesure de bruit de phase

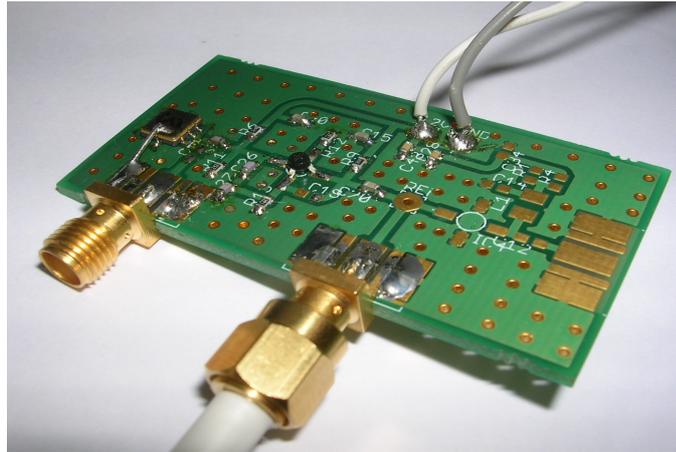


Figure 5.5: Photo du circuit électrique. Le HBAR encapsulé est situé sur la gauche de la plaque

Nous avons mesuré le bruit de phase lorsque l'oscillateur est stabilisé par un résonateur HBAR $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$ à 450 MHz (figure 5.6). Dans ce cas, on voit apparaître une contribution en $1/f^2$ de 10 à 100 Hz. La dérive thermique du résonateur n'est pas responsable de cet état de fait puisque nous retrouvons la même contribution pour des résonateurs à ondes de surface insérés dans la boucle d'oscillations. Néanmoins, le bruit de phase est nettement meilleur que pour les dispositifs précédents, avec un niveau inférieur à -140 dB à 10 kHz de la porteuse. Le coefficient de qualité très élevé du résonateur est bien entendu à l'origine de cette amélioration notable.

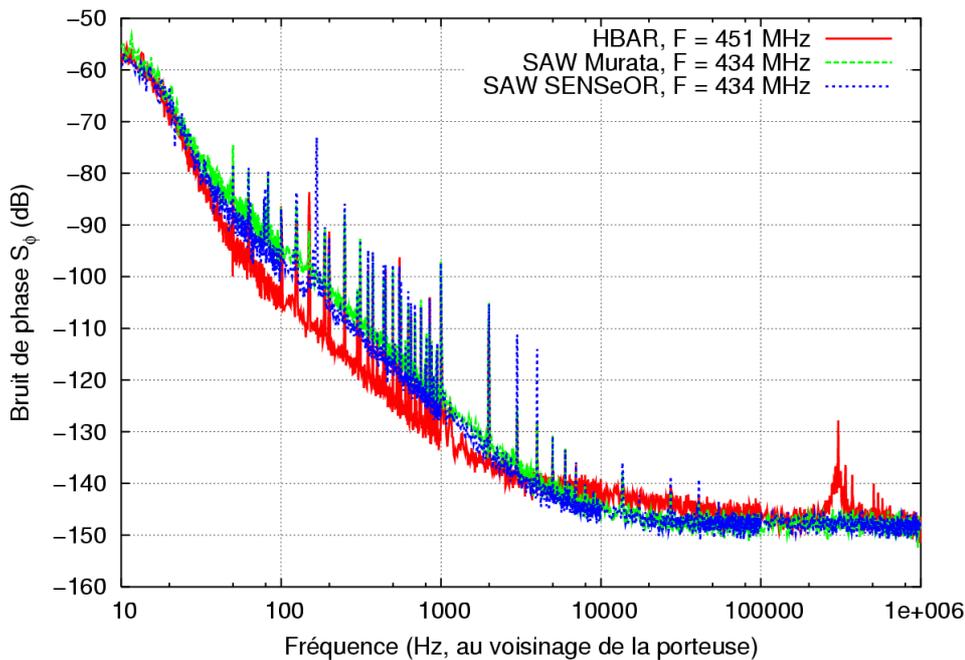


Figure 5.6: Mesure de bruit de phase pour l'oscillateur stabilisé avec un résonateur HBAR $\text{LiNbO}_3/\text{LiNbO}_3$, comparé à la configuration avec résonateurs à ondes de surface

Nous avons comparé ce résultat au bruit de phase de l'oscillateur stabilisé avec des résonateurs à ondes de surface du commerce (MURATA) et fabriqués par SENSEOR pour des applications capteurs sans fils au voisinage de la fréquence du résonateur HBAR utilisé. On voit que notre solution supporte parfaitement la comparaison, montrant même un niveau de bruit plus faible dans la bande 100 Hz – 1 kHz que les dispositifs à base de technologie standard, bien qu'à 10 kHz l'oscillateur stabilisé par résonateur à ondes de surface présente un niveau de bruit inférieur de quelques dB (3-5) à notre solution. Il est possible que la mesure soit pénalisée par la référence, un synthétiseur Marconi de type 2042 dont le niveau de bruit est donné à -140 dB.

4.2. OSCILLATEUR À RÉSONATEURS QUADRIPÔLES

Nous avons également mis au point au cours de la thèse un nouveau type de résonateur quadripôle (chapitre 4) fondé sur une interaction acoustique par champ évanescent entre deux résonateurs dipôle très proche (séparés de quelques microns seulement). Cette situation s'avère plus favorable pour la mise au point d'oscillateurs à boucle de contre-réaction, la rotation de phase étant en l'espèce parfaitement compatible avec la fonction recherchée. On relève des coefficients de qualité de 10000 à 1,7 GHz, notablement plus élevés que ceux atteignables avec des résonateurs

quadripôles à ondes de surface et particulièrement à ces fréquences. Nous avons donc procédé à la découpe de ces filtres résonants et à leur mise en boîtier pour des mesures de bruit de phase d'oscillateurs les incorporant comme filtre de fréquence. Le schéma de principe de l'oscillateur à contre-réaction est reporté en figure 5.7. Particulièrement simple, son fonctionnement s'avère par ailleurs facilement maîtrisable une fois les contributions basses fréquences efficacement filtrées.

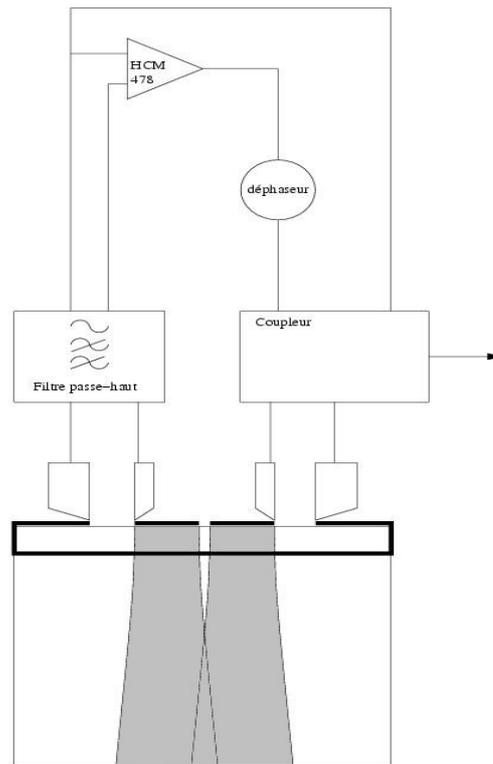


Figure 5.7: Schéma de principe de l'oscillateur à boucle de contre-réaction stabilisé par les résonateurs quadripôles

Plusieurs oscillateurs ont ainsi pu être réalisés à des fréquences de 935 MHz et 1,636 GHz.

Ces dispositifs nous ont permis de mesurer de bruit de phase sur notre banc AEROFLEX à l'aide d'un synthétiseur MARCONI 2042 comme source de référence. Le palier de bruit de ce dernier étant aux alentours de -140dB, il est judicieux de ne considérer comme pertinent que les mesures dépassant cette limite. La figure 5.8 montre le bruit de phase des deux oscillateurs comparé à celui d'un oscillateur à ondes de volume classique à 100 MHz « octar 507X100 » de chez ar-électronique. On voit que l'oscillateur à 1,6 GHz se comporte nettement mieux que celui à 935 MHz. Il apparaît intéressant, au vu de ces résultats, d'utiliser une référence nettement meilleure que le synthétiseur Marconi utilisé ici pour mieux caractériser l'oscillateur à 1,636 GHz et valider

effectivement ses propriétés de bruit de phase.

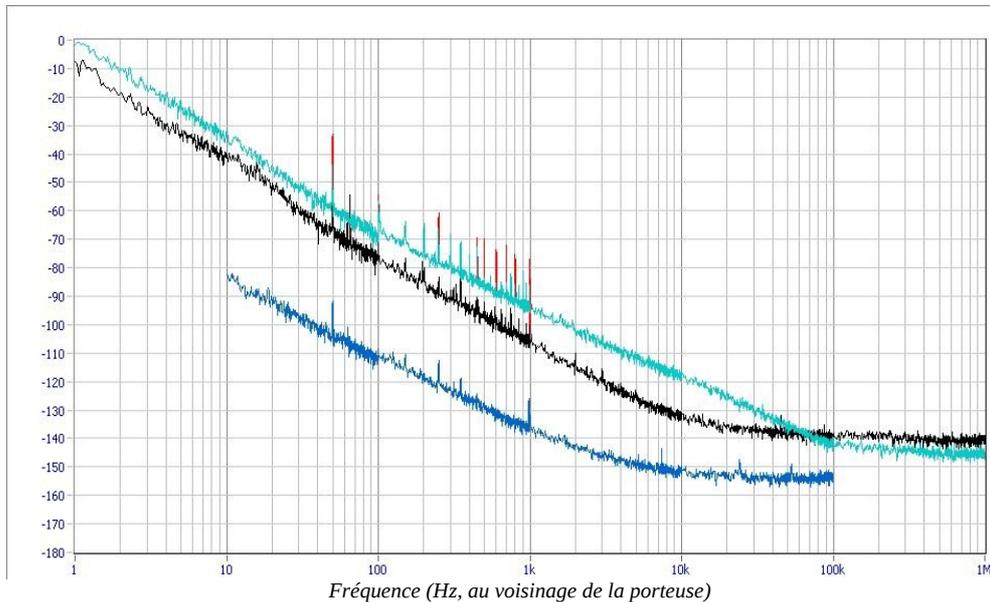


Figure 5.8: Courbes de bruit de phase des oscillateurs à 935 MHz (courbe bleu ciel) et 1,636 GHz (courbe noire) comparées au bruit de phase d'un oscillateur stabilisé à l'aide d'un résonateur à ondes volume classique à 100 MHz. Le bruit de phase du résonateur à 1,636 GHz est meilleur que -130 dB à 10 kHz de la porteuse

Pour comparer objectivement l'oscillateur à 100 MHz et l'oscillateur à 1,6 GHz il faut multiplier la source B.F. par 16, soit rajouter un niveau de bruit de +12 dB, soit -140 dB à 10 kHz.

De même, si l'on veut estimer le bruit de phase de l'oscillateur à 8 GHz (bande X), cela nous amènerait à ajouter un niveau de bruit de +7dB, soit -125 dB à 10 kHz.

Les oscillateurs ont été envoyés au CELAR (centre d'électronique de l'armement) pour être caractérisés par Jean-Marc Lesage. La figure 5.9 montre le bruit de phase des deux oscillateurs. On voit là aussi que l'oscillateur à 1,636 GHz se comporte nettement mieux que celui à 935 MHz.

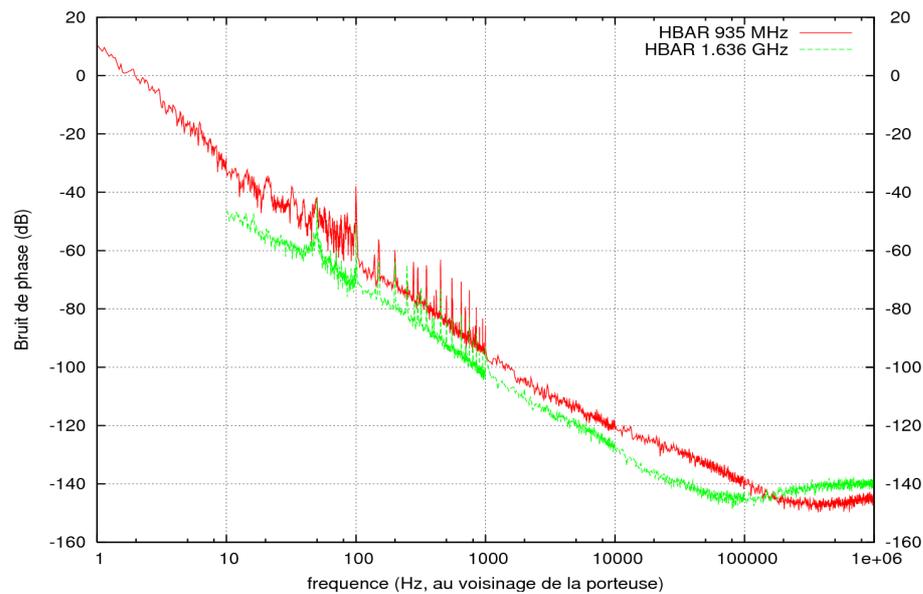


Figure 5.9: Courbes de bruit de phase des oscillateurs à 935 MHz et 1,636 GHz. Le bruit de phase du résonateur à 1,636 GHz est proche de -130 dB à 10 kHz de la porteuse

4.3.SYNTHESE D'OSCILLATEURS À 5 ET 10 GHz

L'état de l'art sur les oscillateurs stabilisés à l'aide de composants FBAR montre qu'il n'existe pas de standard référentiel auquel nos résultats pourraient être confrontés objectivement, comme c'est le cas pour les composants à ondes de surface pour lesquels il existe une activité industrielle intense. Nous rappelons que pour des résonateurs FBAR fonctionnant entre 1,5 et 2,5 GHz utilisés pour des applications sources, on trouve dans la littérature des valeurs de bruit de phase allant de -115 dB à -130 dB à 10 kHz de la porteuse. On trouve pour les résonateurs HBAR une valeur record de -163 dB à 10 kHz de la porteuse pour une fréquence opératoire de 640 MHz ($Q_{\text{résonateur}} = 110000$), sinon peu de réalisations ont été réellement menées jusqu'à la production industrielle permettant d'établir un standard. On note la plus récente réalisation en ce sens :

- Pang [58] décrit un oscillateur stabilisé par un résonateur HBAR filtré par un filtre FBAR co-implanté. Les caractéristiques de la résonance se résument en un Q de 3580 à 2.5 GHz. Le résonateur, inséré dans une boucle d'oscillation de type Pierce est dédié à des applications de VCO au-delà de 2 GHz. Ces mêmes travaux ont donné lieu à un dépôt de brevet (application number 11/540413, publié le 04/03/2008)

On ne peut aujourd'hui affirmer qu'un niveau de bruit de -145 dB à 10 kHz de la porteuse pour une source à 10 GHz soit un objectif aisément atteignables à l'aide des solutions issues du projet. En considérant -130 dB à 1,7 GHz, en disposant d'un résonateur à 10 GHz présentant un coefficient de qualité de 1000 au minimum, on doit atteindre -115 dB. Il faut donc revoir de plus près les caractéristiques atteignables grâce aux solutions développées dans cette thèse, en tenant compte des avancées importantes apportées durant nos travaux et en proposant un programme de développement centré sur des solutions types de résonateur et des gammes de fréquence permettant d'établir étape par étape les éléments nécessaires à l'industrialisation de l'approche.

5. Conclusion

Dans le cadre de la thèse, nous avons réalisé des oscillateurs stabilisés par des résonateurs à ondes de volume sur films minces ou amincis fonctionnant dans la gamme 500 MHz – 2 GHz pour lesquels des niveaux de bruit de phase à 10 kHz de la porteuse ont pu être caractérisés entre -120 et -140 dB. Ces travaux nous ont permis d'évaluer la possibilité d'une industrialisation, bien que celle-ci ne soit pas encore envisageable à l'issue de la thèse. Il apparaît en effet qu'une phase ultérieure de développement soit nécessaire pour lever les points durs, soit la disponibilité de résonateurs fiables dans une gamme de fréquence s'étendant de 5 à 10 GHz. La faisabilité d'un oscillateur fonctionnant dans cette gamme a bien été démontrée, mais les solutions proposées ne sont pas assez matures pour permettre le lancement d'un processus de tests pré-industriels. Nous avons cependant identifié les voies à suivre pour atteindre un tel stade.

Conclusion

Les travaux réalisés dans cette thèse présentent l'étude et la réalisation de résonateurs utilisant des couches minces piézoélectriques monocristallines. L'objectif de cette thèse était la réalisation d'un oscillateur à haute pureté spectrale et à faible consommation électrique, pour les sources de fréquences embarquées, l'objectif étant les applications radar.

Après avoir décrit le principe des radars haute sensibilité, nous avons mis en évidence la nécessité d'utiliser des oscillateurs présentant une excellente stabilité sur le très court terme. Les résonateurs acousto-électriques proposent des caractéristiques, en termes de définition des résonances, bien moindre que les résonateurs micro-ondes, mais ont l'avantage d'avoir une consommation bien plus faible et un encombrement réduit. Ces aspects, sont prépondérants en vue d'une utilisation embarquée. Devant l'éventail de choix des résonateurs acousto-électriques, la solution proposée par Moore et al. [34] utilisant des HBAR nous a semblé prometteuse. C'est en tout cas la solution que nous avons retenue pour cette étude.

Pendant l'étude et la réalisation de cette topologie de résonateurs, nous avons mis au point divers procédés technologiques de fabrication à base de matériaux mono-cristallins, principalement du niobate de lithium pour l'excitation et la détection d'ondes de polarisation longitudinale. De nombreuses structures ont été fabriquées et caractérisées. La technologie mise en oeuvre sur la plate-forme MIMENTO de FEMTO-ST nous permet d'affiner les matériaux piézoélectriques reportés sur divers types de supports de haute qualité acoustique dans une gamme d'épaisseur allant de 50 μ m à 10 μ m. On peut ainsi travailler de manière efficace dans une bande de fréquence comprise entre 500 MHz et 3 GHz. Un point important de cette étude nous a permis de montrer qu'il n'y a pas de limitations clairement identifiées aujourd'hui en termes de produit $Q.f$ ni de fréquence max, sinon que le produit $Q.f$ est au delà de 10^{14} . L'utilisation des couches minces de niobate permet une excitation très efficace des modes. Cependant, la maîtrise de l'épaisseur du niobate de lithium sous dix microns est un enjeu fondamental en vue de la banalisation des HBAR pour les applications sources et filtres.

Durant cette étude, nous avons aussi montré la possibilité de compenser les effets de température pour les HBAR en exploitant une combinaison originale de matériaux et en tenant compte de la polarisation acoustique des modes engendrés dans la structure. Des règles de conception de tels résonateurs ont été proposées et des lois d'évolution des CTF en fonction des configurations choisies ont pu être établies. La possibilité d'exciter des modes compensés des effets de température pour des résonateurs à très forts coefficients de qualité s'avère prometteurs pour les

applications sources et filtres hautes fréquences ultra-stables ainsi que pour les capteurs de grandeurs physiques interrogeables à distance. Ces résultats font actuellement l'objet d'une demande de brevet français.

Dans le cadre d'un projet de recherche financé par le CNES associant l'institut XLIM, la société TEMEX et l'institut FEMTO-ST, nous avons montré la possibilité pour les résonateurs de type HBAR, de répondre à certaines applications de filtres en bande très étroite. Cette contribution apporte une réponse originale et simple à mettre en oeuvre de filtres à couplage transverse. En effet, la structure quadripôle se prête notamment bien à la fabrication de filtres dont les paramètres peuvent être imposés par la forme planaire des électrodes et l'espacement entre les deux éléments résonants couplés. Cette architecture de type quadripôle fait également l'objet d'une demande de brevet pour les applications de filtrage RF. Elle offre une simplification notable de la structure des filtres par sa nature essentiellement planaire, même si elle requiert l'accès à l'électrode sous jacente d'une manière ou d'une autre.

De plus, les coefficients de qualité affichés par les quadripôles montrent qu'il serait plus que possible de stabiliser un oscillateur.

Nos différentes réalisations nous ont permis de stabiliser des oscillateurs fonctionnant dans la gamme 500 MHz – 2GHz pour lesquels des niveaux de bruit de phase à 10 kHz de la porteuse ont pu être caractérisés entre -120 et -140 dB. Ces travaux nous ont permis d'évaluer la possibilité d'une industrialisation, bien que celle-ci ne soit pas encore envisageable à l'issue de la thèse. Il apparaît en effet qu'une phase ultérieure de développement soit nécessaire pour lever les points durs, soit la disponibilité de résonateurs fiables dans une gamme de fréquence s'étendant de 5 à 10 GHz. Mais aussi et surtout la fabrication de résonateurs de fréquences et propriétés physiques maîtrisées et répétables de quelques centaines de megahertz à quelques gigahertz. La faisabilité d'un oscillateur fonctionnant dans cette gamme a bien été démontrée, mais les solutions proposées ne sont pas assez matures pour permettre le lancement d'un processus de tests pré-industriels. Nous avons cependant identifié les voies à suivre pour atteindre un tel stade.

Nous proposons deux voies selon lesquelles les travaux pourraient être poursuivis de façon efficace et pertinente, mais dans les deux cas, nous suggérons de focaliser nos efforts sur des résonateurs HBAR compensés des effets de température tels proposés et développés au chapitre 3 :

- Résonateurs dipôles à pureté spectrale améliorée pour oscillateurs fonctionnant au voisinage de 2,5 GHz. L'idée consiste ici à focaliser nos efforts sur une gamme de fréquence très usitée pour laquelle il est encore possible de stabiliser des oscillateurs à l'aide de dipôles à fortes résonances sans difficultés liées à l'approvisionnement de composants passifs et pour lesquels les transistors SiGe commercialement disponibles sont bien caractérisés (leurs paramètres S

sont fiables et directement utilisables dans une boucle d'optimisation d'oscillateur). Une des difficultés consistera alors à suffisamment affiner les plaques de monocristaux pour offrir une séparation spectrale des résonances compatibles avec la sélection précise des modes recherchés (typiquement 100 MHz entre chaque raie). Cela correspond à des plaques de quartz de 50 μm d'épaisseur et moins de 10 μm de couche piézoélectrique d'excitation pour maintenir les propriétés thermo-élastiques requises. Cette étape semble aujourd'hui incontournable pour préparer le terrain à la réalisation d'oscillateurs fonctionnant à des fréquences deux à quatre fois plus élevées, pour stabiliser la production des résonateurs d'une part sur un objectif précis, d'autre part pour acquérir plus de savoir-faire sur l'optimisation de tels oscillateurs, en évitant l'écueil de la carence de véhicules de test que nous avons rencontré dans le projet NOVAE.

- Oscillateurs à contre-réaction exploitant des HBAR quadripôles. Dans ce cas, il reste beaucoup de paramètres à identifier pour l'optimisation du fonctionnement des résonateurs en tant que tel, mais la facilité de mise en oeuvre de cette solution encourage son développement rapide. Ici, nous chercherons à atteindre assez vite des fréquences hautes compte tenu du relâchement de la difficulté sur l'électronique d'entretien des oscillations. On visera donc des fréquences de 2 GHz tout d'abord, puis on cherchera rapidement des solutions donnant accès à des résonateurs fonctionnant à 3, 4 puis 5 GHz, sans changer l'architecture du circuit final, ce qui constitue un avantage appréciable. Là encore, une difficulté clé restera la fabrication de HBAR à base de plaques fines (quelques dizaines de microns) et suppose une amélioration notable et rapide des technologies développées dans cette thèse.

En termes de fabrication des composants de base, il existe peu d'organismes ou industries capables de réaliser une telle prestation. En France, seul le CEA-LETI possède les moyens technologiques et organisationnels susceptibles de permettre une fabrication sur spécifications de composants FBAR à base de nitrure d'aluminium. De même, c'est le seul organisme capable de réaliser des reports/amincissements de matériaux mono-cristallins de haute qualité. Il faut noter également la société SOITEC ces derniers temps pour le report de niobate de lithium sur niobate de lithium (par procédé Smart Cut[©]) qui pourrait développer en fonction de la demande (c'est à dire si le marché existe, condition sine qua non pour que l'on puisse supposer une telle chose) une compétence en matière de report de matériaux piézoélectriques sur divers type de substrat. L'obtention de couches d'AlN de qualité garantie (en termes de coefficients de couplage et de qualité) ne peut se faire industriellement qu'avec des sociétés étrangères, principalement nord-américaines. Si l'on se limite à l'amincissement/polissage de plaques mono-cristallines de 3 et 4 pouces de diamètre, il existe un certain nombre de sociétés capables de réaliser une telle prestation, néanmoins nous n'avons d'informations et d'expérience que pour la société OPTICAD (www.opa-opticad.com) qui a réalisée une partie notable des amincissements polissages de cette thèse.

Annexe A . Expressions des coefficients de couplage pour divers modes de vibration

Cette annexe a pour but de fournir les expressions des coefficients de couplage des modes de vibration les plus employés. Ces derniers ne dépendent en effet que des propriétés électromécaniques des cristaux piézoélectriques utilisés et du type de géométrie rencontré. Les dimensions n'influent en définitive pas sur la valeur du coefficient de couplage. Ces coefficients sont reportés dans le tableau A.1, et sont exprimés en fonction des caractéristiques des matériaux décrits de manière normalisée [50]. Ces caractéristiques interviennent dans les différentes versions des équations de la piézoélectricité :

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k, \quad (\text{A.1})$$

$$D_i = e_{ikl} S_{kl} + \epsilon_{ij}^S E_j, \quad (\text{A.2})$$

où les T_{ij} , S_{kl} , c_{ijkl} , e_{kij} , e_{ikl} , ϵ_{ij}^S , et D_i sont respectivement les composantes des tenseurs des contraintes et des déformations, des tenseurs élastique, piézoélectrique et diélectrique, des vecteurs champ électrique et déplacement électrique. Les exposants E ou S signifient, comme en thermodynamique, que l'on ne peut considérer ces coefficients qu'à champ électrique ou à déformations constants.

En ne prenant plus comme base les déformations et le champ électrique, on peut réécrire les équations de la piézoélectricité sous d'autres formes, faisant intervenir d'autres jeux de constantes des matériaux :

$$S_{ij} = s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k, \quad (\text{A.3})$$

$$D_i = d_{ikl} T_{kl} + \epsilon_{ik}^T E_k, \quad (\text{A.4})$$

dans lequel s_{ijkl} sont les éléments du tenseur de souplesse, d_{kij} ceux du tenseur piézoélectrique.

Une troisième écriture fournit

$$S_{ij} = s_{ijkl}^D T_{kl} + g_{kij} D_k, \quad (\text{A.5})$$

$$E_i = -g_{ikl} T_{kl} + \beta_{ik}^T D_k, \quad (\text{A.6})$$

où g_{kij} est un troisième tenseur piézoélectrique, et β_{ik} sont les composantes du tenseur permittivité.

Enfin, une dernière forme s'exprime

$$T_{ij} = c_{ijkl}^D S_{kl} - h_{kij} D_k, \quad (\text{A.7})$$

$$E_i = -h_{ikl} S_{kl} + \beta_{ik}^S D_k, \quad (\text{A.8})$$

avec h_{ki} un quatrième tenseur piézoélectrique.

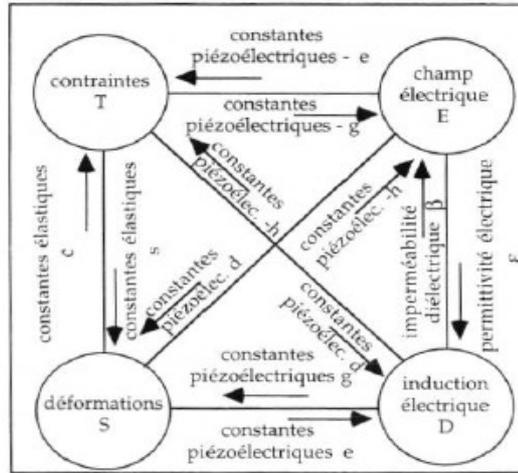


FIG. A.1 – Schéma récapitulant les liens entre grandeurs d'état d'un solide piézoélectrique et les tenseurs reliant ces grandeurs (d'après [141]).

Les interactions entre grandeurs d'état et tenseurs sont résumées dans la figure A.1.

Les expressions permettant le passage d'un jeu de constantes à l'autre sont, en notations contractées :

$$c_{pr}^E s_{qr}^E = \delta_{pq}, \quad (A.9)$$

$$c_{pr}^D s_{qr}^D = \delta_{pq}, \quad (A.10)$$

$$\beta_{ik}^S \varepsilon_{jk}^S = \delta_{ij}, \quad (A.11)$$

$$\beta_{ik}^T \varepsilon_{jk}^T = \delta_{ij}, \quad (A.12)$$

$$c_{pq}^D = c_{pq}^E + e_{kp} h_{kq}, \quad (A.13)$$

$$s_{pq}^D = s_{pq}^E - d_{kp} g_{kq}, \quad (A.14)$$

$$\varepsilon_{ij}^T = \varepsilon_{ij}^S + d_{iq} e_{jq}, \quad (A.15)$$

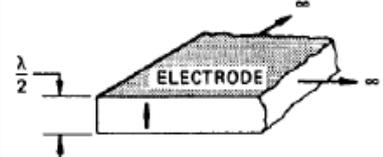
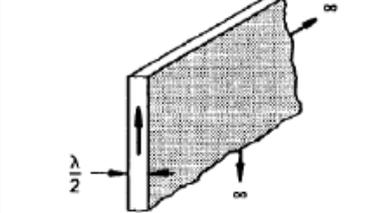
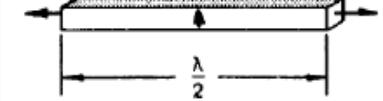
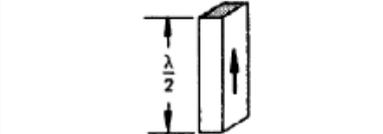
$$\beta_{ij}^T = \beta_{ij}^S - g_{iq} h_{jq}, \quad (A.16)$$

$$e_{ip} = d_{iq} c_{qp}^E, \quad (A.17)$$

$$d_{ip} = \varepsilon_{ik}^T g_{kp}, \quad (A.18)$$

$$g_{ip} = \beta_{ik}^T d_{kp}, \quad (A.19)$$

$$h_{ip} = g_{iq} c_{qp}^D. \quad (A.20)$$

Géométrie	Coefficient de couplage	Conditions aux limites
	$k_t^2 = \frac{\epsilon_{33}^2}{\epsilon_{33}^T s_{33}^E}$	$T_{3i} = 0$ pour $i = 1, 2$ ou 3 et $S_{11} = S_{22} = 0$
	$k_{15}^2 = \frac{\epsilon_{13}^2}{\epsilon_{11}^T c_{44}^E}$	$T_{1i} = 0$ pour $i = 1, 2$ ou 3 et $S_{33} = 0$
	$k_{31}^2 = \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33}^T s_{11}^E}$	$T_{2i} = T_{3i} = 0$ pour $i = 1, 2$ ou 3 .
	$k_{33}^2 = \frac{\epsilon_{33}^2}{\beta_{33}^T s_{33}^E \left(1 + \frac{\epsilon_{33}^2}{\beta_{33}^T s_{33}^E} \right)}$	$T_{1i} = T_{2i} = 0$ pour $i = 1, 2$ ou 3 .
	$k_p^2 = \frac{2K_{31}^2}{1 + \frac{\epsilon_{33}^2}{\beta_{33}^T s_{33}^E}}$	$T_{3i} = 0$ pour $i = 1, 2$ ou 3

TAB. A.1 – Coefficients de couplage théoriques pour différents modes de vibration. Les faces grisées des plaques correspondent aux parties métallisées, les flèches indiquant la direction des déplacements mécaniques, et la direction de propagation étant le long des cotes indiquées (d'après [25, 50, 142]).

Annexe B . Orientations cristallines

Orientation normalisées

A.1 Normes IEEE

Deux normes sont couramment utilisées pour définir l'orientation de lames cristallines : IEEE 1949 généralement utilisée pour le quartz et IEEE 1978 révisée en 1987, actuellement en vigueur.

Nous nous intéresserons ici aux matériaux de la classe 32 dont font partie le quartz et le LiNbO_3 étudiés dans ce travail. La norme utilisée pour la description des constantes peut facilement être identifiée par le signe des constantes piézoélectriques e_{11} et e_{14} des matériaux de cette classe (quartz et LiNbO_3). Si celles-ci sont de même signe, alors c'est la norme IEEE~1978 qui est utilisée, si leur signe respectif est opposé alors la norme utilisée est celle de 1949.

Les constantes piézoélectriques e_{11} et e_{14} contiennent également une information sur l'énantiomorphisme du cristal. Les deux formes énantiomorphes sous lesquelles on trouve le quartz, par exemple, sont identiques mais non superposables. On peut les différencier optiquement en soumettant une lame de coupe Z (*i.e.* une lame coupée perpendiculairement à l'axe optique Z) du cristal à une lumière polarisée. Si le plan de polarisation tourne à gauche le cristal est dit *lévogyre* (cas du quartz gauche généralement utilisé) et s'il tourne vers la droite, le cristal est dit *dextrogyre*.

Le tableau ci-dessous résume les différents cas associés à l'énantiomorphisme en relation avec les signes des constantes e_{11} et e_{14} et la norme IEEE utilisée pour décrire les constantes du matériau.

		signe e_{11}	signe e_{14}
Norme IEEE 1949	cristal dextrogyre	< 0	> 0
	cristal lévogyre	> 0	< 0
Norme IEEE 1978	cristal dextrogyre	> 0	> 0
	cristal lévogyre	< 0	< 0

L'axe +X est défini par la piézoélectricité du cristal pour chaque norme employée. La définition change entre 1949 et 1978, ce qui se traduit par un changement au niveau de la définition de la coupe par les angles θ et φ .

La correspondance entre les deux normes se traduit par :

$$\begin{aligned} \theta_{IEEE1978} &= -\theta_{IEEE1949} \\ \varphi_{IEEE1078} &= \varphi + 180^\circ \equiv -\varphi_{IEEE1049} \end{aligned} \quad (B.1)$$

L'équivalence $\varphi + 180^\circ \equiv -\varphi$ est démontrée dans la partie suivante.

La figure 1 (a) présente la définition d'une coupe cristalline dans la norme 1978 et la figure 1 (b), la même coupe dans le même cristal mais définie dans la norme 1949 (on remarque en particulier que les axes +X et +Y ne sont pas définis de la même manière).

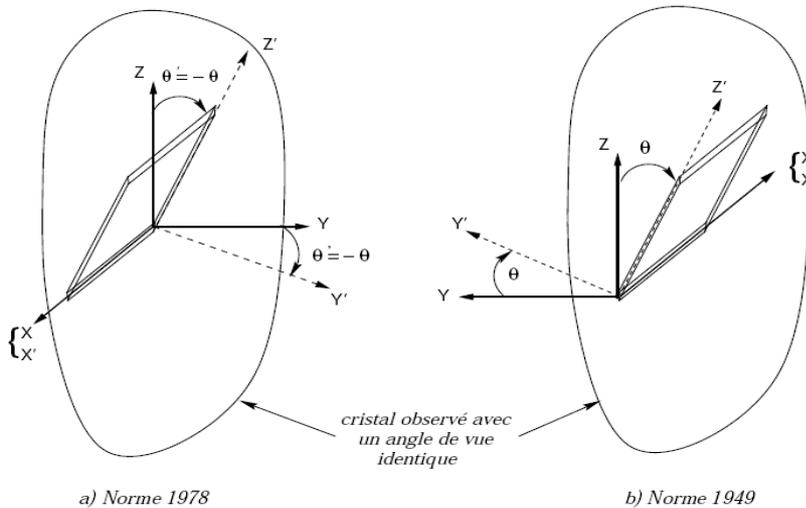


Figure 1: Coupe cristalline définie dans les normes IEEE 1978 et IEEE 1949

La relation (B.1) appliquée au cas des ondes de surface se traduit par :

$$(\varphi_{IEEE1078}, \theta_{IEEE1078}, \psi_{IEEE1078}) \equiv (-\varphi_{IEEE1049}, -\theta_{IEEE1049}, \psi_{IEEE1049})$$

Dans cette même norme, une coupe cristalline est notée de manière normalisée par $(YX|lwt) \xi_1 / \xi_2 / \xi_3$, où YX définit la position avant toute rotation de la plaque, lwt définissent les axes suivant lesquels on effectue les rotations d'angles respectifs ξ_1 , ξ_2 et ξ_3 . Ces paramètres sont explicités en

partie B.1.2.

Un autre système d'angles est utilisé pour définir la coupe et la direction de propagation avec la notation d'Euler. La correspondance entre les systèmes est la suivante:

$$\lambda_{Euler} = \varphi_{IEEE1949}$$

$$\mu_{Euler} = \theta_{IEEE1949} - 90^\circ$$

$$\theta_{Euler} = \psi_{IEEE1949}$$

Par ailleurs, l'anisotropie du cristal impose une exploration des propriétés du matériau suivant un domaine angulaire de départ de 360° autour des trois axes X, Y et Z. Mais ce domaine peut aisément être restreint en raison des propriétés de symétrie des cristaux.

B.2 Notation normalisée

Une lame cristalline est caractérisée dans les normes IEEE par les angles de coupe du cristal θ et φ et par l'angle ψ définissant la direction de propagation pour les ondes de surface. La notation normalisée associée à une lame quelconque est du type :

$$(YXlwt)\xi_1/\xi_2/\xi_3 \quad (\text{B.2})$$

Dans cette notation, on considère la lame caractérisée par trois dimensions, son épaisseur t , sa longueur l et sa largeur w . 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 2 présente les trois plaques non tournées généralement utilisées, YX, YZ et XY.

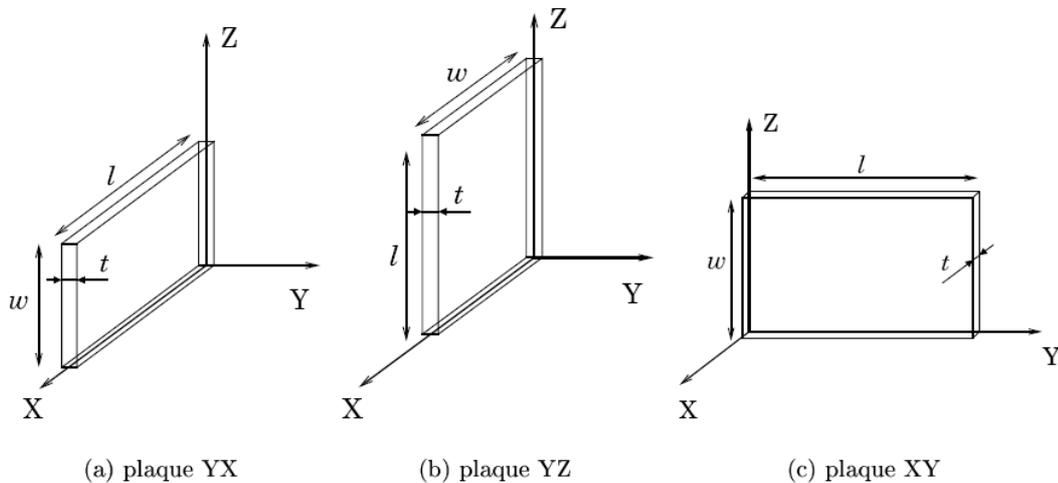


Figure 2: Dénomination normalisée des lames cristallines non tournées

À chaque dimension de la plaque est associé un axe (propre à la plaque) référé par la même lettre l , w ou t (figure 3). La première lettre minuscule de la formule (B.2) 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 ξ_1 , ξ_2 et ξ_3

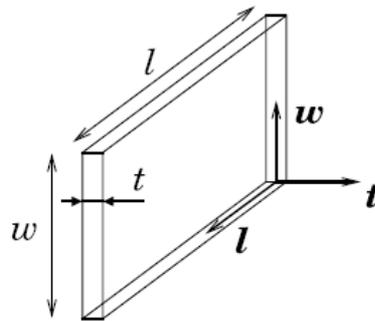


Figure 3: Définition des axes propres d'une lame cristalline

Ainsi la coupe à simple rotation ST du quartz est définie par la notation (YXl) : $+42,75^\circ$ dans la norme IEEE 1949 et (YXl) : $-42,75^\circ$ dans la norme IEEE 1978. La coupe double rotation SC du quartz est définie par la notation $(YXwl)$: $22,4^\circ / -33,88^\circ$ dans la norme IEEE 1978 et la coupe GT du quartz qui est une coupe à simple rotation mais avec un angle de propagation non nul ($\psi = -45^\circ$) sera notée $(YXlt)$: $-51^\circ / -45^\circ$ dans cette même norme.

Coupe	φ_{78}	θ_{78}	ψ_{78}	Dénomination IEEE 1949	Dénomination IEEE 1978
ST	0	-42.75°	0	$(YXl) 42.75^\circ$	$(YXl) -42.75^\circ$
AT	0	-36°	0	$(YXl) 36^\circ$	$(YXl) -36^\circ$
SC	22.4°	-33.88°	0	$(YXwl) -22.4^\circ/33.88^\circ$	$(YXwl) 22.4^\circ / -33.88^\circ$
GT	0	-51°	-45°	$(YXlt) 51^\circ / -45^\circ$	$(YXlt) -51^\circ / -45^\circ$

Tableau B.1: Définitions normalisées des coupes standard

Un récapitulatif de ces notations et des correspondances par rapport à la dénomination par les angles φ , θ et ψ est précisé dans le tableau B.1. La figure 4 présente la coupe ST du quartz dans la norme la plus récente.

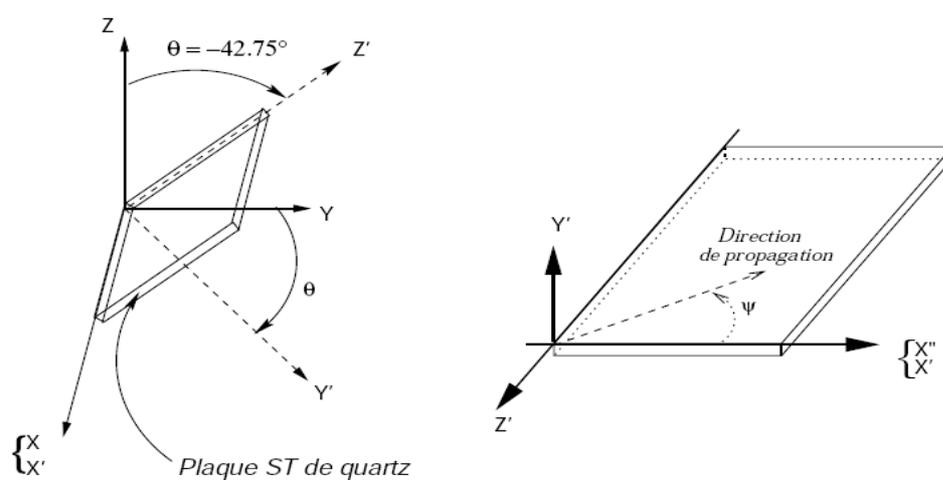


Figure 4: Définition de la coupe ST du quartz dans la norme IEEE 1978

Bibliographie

- [1] P. CURIE et J. CURIE, Développement par pression, de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences,1880
- [2] P. CURIE et J. CURIE, Contractions et dilatations produites par des tensions électriques dans les cristaux, Comptes rendus de l'Académie des Sciences,1881
- [3] Lord RAYLEIGH, On waves propagating along the plane surface of an elastic solid,Proceedings of the London Mathematical Society,17:4-11,1885
- [4] D. ROYER et E. DIEULESAINT, Ondes élastiques dans les solides,Ondes élastiques dans les solides, Masson édition,1996
- [5] R.G. KINSMAN, A history of crystal filters,IEEE Frequency Control Symposium,563-570,1999
- [6] W.E. Newell, Face-mounted piezoelectric resonators. In proceedings of the IEEE, 53:575-581,1965
- [7] A. Reinhardt, Simulation, conception et réalisation de filtres à ondes de volumes dans les couches minces piézoélectriques, Thèse de doctorant,2005
- [8] R.J. BESSON: A new piezoelectric resonator design, IEEE International Frequency Control Symposium :147-152,1977
- [9] R.J. BESSON, J.J. BOY et M.M. MOUREY: BVA resonators and oscillators : a review. Relation with space requirements. , IEEE International Frequency Control Symposium:590-599,1995
- [10]R.M. White, F.W. Voltmer: Direct Coupling to surface acoustic waves. Appl. Phys. Lett., 7:314-316,1965
- [11]Lakin, K. M. and Wang, J. S.: UHF composite bulk wave resonators. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :834-837,1980
- [12]Grudkowski, T. W. and Black, J. F. and Reeder, T. M.: Fundamental Mode {VHF/UHF} bulk acoustic wave resonators and filters on silicon. Ultrasonics Symposium Proceedings, :829-833,1980
- [13]K.M. LAKIN, G.R. KLINE, R.S. KETCHAM, A.R. LANDIN, W.A. BURKLAND, K.T. McCA: Thin film resonator technology. 41st Annual Freq. Contr. Sympos. Proceedings, :371-381,1987
- [14]Lakin, K. M. and Wang, J. S. and Landin, A. R.: Aluminum Nitride thin film and composite bulk wave resonators. 36th Annual Frequency Control Symposium Proceeding, :517-524,1982

- [15]Lakin, K. M. and Wang, J. S. and Kline, G. R. and Landin, A. R. and Chen: Thin Film Resonators and Filters. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :466-475,1982
- [16]Wang, J. S. and Lakin, K. M.: Sputtered c-axis inclined ZnO films for shear wave resonators. Ultrasonics Symposium Proceedings, :480-483,1982
- [17]Wang, J. S. and Lakin, K. M.: c-axis inclined ZnO piezoelectric shear wave films. Applied Physics Letters, 42:352-354,1983
- [18]F.MARTIN, M.E. JAN, S. REY-MERMET, B. BELGACEM, D. SU, M. CANTONI, P. MURAL: Shear mode coupling and tilted grain growth of AlN thin films in BAW resonators. IEEE Trans. on UFFC, 53:1339-13343,2006
- [19]Satoh, H. and Ebata, Y. and Suzuki, H. and Narahara, C.: An air-gap type piezoelectric composite thin film resonator. 39th Annual Frequency Control Symposium, :361-366,1985
- [20]M. HARA, J. KUYPERS, T. ABE, M. ESASHI: Aluminium nitride based thin film bulk acoustic resonator using germanium sacrificial layer etching. 12th Int. Conf. on Solid State Sensors, Actuators, :1780-1783,2003
- [21]M. HARA, J. KUYPERS, T. ABE, M. ESASHI: Surface micromachinedAlN thin film 2 GHz resonator for CMOS integration. Sensors&actuators, 117:211-216,2005
- [22]E.K. KIM, T.Y. LEE, Y.H. JEONG, J.T. PARK, Y. SONG: Air gap type thin film bulk acoustic resonator fabrication using simplified process. Thin Solid Films, 496:653-657,2006
- [23]K.M. LAKIN: Thin film resonator technology. IEEE FCS-EFTF, :765-778,2003
- [24]K.M. LAKIN: Thin film resonator technology. IEEE Trans. on UFFC, 52:707-716,2005
- [25]R.C. RUBY, P. BRADLEY, Y. OSHMYANSKY, A. CHIEN, J.D. LARSON: Thin film bulk acoustic wave resonators (FBAR) for wireless applications. IEEE Proc. of the Ultrason. Symp., :813-821,2001
- [26]T. NISHIHARA, T. YOKOYAMA, T. MIYASHITA, Y. SATOH: High performance and miniature thin film bulk acoustic wave filters for 5 GHz. IEEE Proc. of the Ultrason. Symp., :969-972,2002
- [27]R. AIGNER: High performance RF-filters suitable for above IC integration : film bulk acoustic resonator (FBAR) on Silicon. IEEE Custom Integrated Circuits Conference, :141-146,2003
- [28] J. MASSON, Étude de capteurs résonants acoustiques interrogeables à distance à base de films minces micro-usinés sur silicium, Thèse de doctorat,2007
- [29]Lakin, K. M. and Kline, G. R. and McCarron, K. T.: Development of Miniature Filters

- for Wireless Applications. IEEE Transactions on Microwave Theory and, 43:2933-2939,1995
- [30]G.D. MANSFELD, S.G. ALEKSEEV, I.M. KOTELYANSKY, I.G. PROKHOROVA: Development of new configurations of BAW composite filter structures. IEEE Proc. of the Ultrason. Symp., :1487-1490,2003
- [31]Dubois, M. A. and Muralt, P. and Matsumoto, H. and Plessky, V.: Solidly Mounted Resonator Based on Aluminum Nitride Thin Film. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :909-912,1998
- [32]Lanz, R. and Muralt, P.: Solidly mounted BAW filters for 8 GHz based on AlN thin films. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :178-181,2003
- [33]Lanz, R. and Dubois, M. A. and Muralt, P.: Solidly Mounted BAW filters for the 6 to 8 GHz range based on AlN thin films. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :843-846,2001
- [34]R.A. MOORE, J.T. HAYNES, B.R. McAVOY: High overtone bulk resonator stabilized microwave sources. IEEE Proc. of the Ultrason. Symp., :414-424,1981
- [35]M.M. DRISCOLL, R.A. JELEN, N. MATTHEWS: Extremely low phase noise UHF oscillators utilizing high overtone bulk acoustic resonators. IEEE Trans. on UFFC, 39:774-779,1992
- [36]S.P. CALDWELL, M.M. DRISCOLL, D. STANSBERRY, D.S. BAILEY, H.L. SALVO: High overtone bulk acoustic resonator frequency stability improvements. IEEE Trans. on UFFC, :744-748,1993
- [37]G.R. KLINE, K.M. LAKIN, K.T. McCARRON: Overmoded high Q resonators for microwave oscillators. IEEE Proc. of the Int. Freq. Contr. Symp., :718-721,1993
- [38]J. RUTMAN: Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequenc. Proc. IEEE, 66:1048-1075,1978
- [39] R. BOUDOT, Oscillateurs micro-ondes à haute pureté spectrale, Thèse de doctorat,2006
- [40]D.B. LEESON: A simple model of feedback oscillator noise spectrum. Letters of IEEE, :329-330,1966
- [41]E. RUBIOLA, J. GROSLAMBERT, M. BRUNET, V. GIORDANO: Flicker noise measurment of HF quartz resonators. IEEE Trans. on UFFC, 47:361-368,2000
- [42]A.H. Famy et E.L. Adler: Propagation of acoustic surface waves in multilayers : a matrix description. Appl. Phys. Lett., 22:495-497,1973
- [43]E.L. Adler: Matrix methods applied to acoustic waves in multilayers. IEEE Trans. on

UFFC, :485-490,1990

[44] ANSI/IEEE, IEEE standard on piezoelectricity,,Std 176-1987,1987

[45]M.I. Grace, R.W.Kedzie, M. Kestigian, and A.B. Smith: Elastic Wave Attenuation In Lithium Niobate. Appl. Phys. Lett., 9:155-,1966

[46] Saillant, J.F. Cochran, S. Berriet, R. Kirk, K. Fleury, G.: The effect of pillar misalignment on the underwater performance of high frequency multilayer 1-3 piezocomposite transducers with acoustic matching and backing layers. IEEE Ultrasonics Symposium, :630- 633,2004

[47] Lakin, K. M. and Kline, G. R. and McCarroon, K. T., High-Q Microwave Acoustic Resonators and Filters,,IEEE Trans. on Microw. Theo. and Techn.,1993

[48]D. Gachon, G. Lengaigne, L. Gauthier-Manuel, V. Laude, S. Ballandras: Development of High Frequency Bulk Acoustic Wave Resonator Based on thinned piezoelectric single crystal layer. IEEE Intern. Freq. Contr. Symp., :,2006

[49]J. DETAINT, B. CAPELLE, Y. EPELBOIN: Energy trapping in extensional thin film MEMS resonators and applications. IEEE Freq. Contr. Symp., :194-198,2007

[50]Lakin, K. M.: Thin Film Resonators and Filters. IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, :895-906,1999

[51] D. ROYER et E. DIEULESAINT, Ondes élastiques dans les solides,Masson édition,1996

[52]R. BECHMANN, A. BALLATO, T.J. LUKASZEK: High order temperature coefficients of the elastic stiffnesses and compliances of Alpha-Quartz. Proceedings IRE, 50:1812-1822,1962

[53]J.J. CAMPBELL, W.R. JONES: A method for estimating crystals cuts and propagation direction for excitation of piezoelectric surface waves. , 15:209-217,1968

[54]B.K. SINHA, H.F. TIERSTEN: First derivatives of the fundamental elastic constants of quartz. , 50:2732-2739,1979

[55]S. BALLANDRAS: A perturbation method for predicting the temperature and stress sensitives of quartz vibrating structures simulated by finite-elemente analysis. IEEE Trans. on Ultras. Ferro. and Freq. Contr., 53:2086-2094,2006

[56] E. BRIOT, Nouveaux matériaux et nouvelles orientations pour application aux ondes de surface, Thèse de doctorat,1998

[57] IRCOM, LPMO, TEMEX, Conception, réalisation et caractérisation de filtres en technologie BAW,rapport n1,,2005

[58] Wei Pang; Hao Zhang; Jong Jin Kim; Hongyu Yu; Eun Sok Kim, High Q single-mode high-

tone bulk acoustic resonator integrated with surface-micromachined FBAR filter, IEEE MTT-S Digest, 2005

Résumé

Ce mémoire présente la mise en œuvre d'oscillateurs haute stabilité et pureté spectrale pour les applications en bande X qui imposent de disposer de résonateurs à fort coefficients de qualité compatibles avec les électroniques d'asservissement développées par les partenaires du projet NOVAE. Notre approche consiste à privilégier la réalisation de résonateurs à modes harmoniques aussi appelés HBAR (High-overtone Bulk Acoustic Resonator) alliant l'intérêt des couches minces piézoélectriques pour l'excitation de résonances hautes fréquences et la propagation d'ondes acoustiques dans les milieux de haute qualité cristalline. Des résonateurs HBAR à base de $LiNbO_3 / LiNbO_3$ mais aussi $LiNbO_3/Saphir$ ont été ainsi mis en boucle d'oscillation sur la base d'un montage de Colpitts, et leur bruit de phase mesuré puis comparé à celui d'oscillateurs stabilisé par résonateurs à ondes de surface commercialement disponible. On montre ainsi que les très forts coefficients de qualité mesurés pour la solution niobate-sur-niobate permettent d'atteindre des niveaux de bruit comparable à voire meilleur que ceux obtenus avec les résonateurs à ondes de surface. Le manuscrit montre l'intérêt des résonateurs à ondes de volume harmoniques (HBAR) en termes de facilité de mise en œuvre et de qualité des résonances obtenues pour des modes d'ordre élevé. Nous avons ainsi pu montrer qu'il était raisonnablement simple d'atteindre la bande des 1,5 GHz avec des coefficients de qualité élevés (supérieurs à 10000) pour des couplages ne dépassant toutefois pas quelques pour mille.

Mot-clés : Résonateurs HBAR, Oscillateurs, Stabilité de fréquence, Bruit de phase, Compensation thermique.

Abstract

This work consists in development of high stability and spectral purity oscillators for the X-band applications which imposes to have high resonators with high quality factor hardly compatible with the feed back electronics developed by the partners of the NOVAE project. Our approach consists in privileging the realization of overtone resonators so called HBAR (High-overtone Bulk Acoustic Resonator) allying the interest of the piezoelectric thin film layers for the excitement of high frequency and the acoustic waves propagation in the high quality crystalline materials. HBAR Resonators based on $LiNbO_3/LiNbO_3$ but also $LiNbO_3/Sapphir$ was integrated in Colpitts oscillator, and their phase noise then compared with that of the oscillators stabilized by surface acoustic waves resonators of the market. Thus we show that the very strong quality factor measured for the niobate-on-niobate solution allow to reach noise levels comparable or better than those obtained with surface acoustic waves resonators. The manuscript shows the interest of high overtone bulk acoustic waves resonators (HBAR) in terms of ease of implementation and quality of the resonances obtained for high order tones. Also we were able to show that it was reasonably simple to reach the 1.5 GHz band with high quality factors (superior to 10000) for couplings however not over some per thousand.

Key words : HBAR resonators, Oscillators, Frequency stability, Phase noise, Thermal compensation.