

THESE

présentée par

ISSIAKA KONE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1

Spécialité : Micro et Nanotechnologies, Acoustique, Télécommunications

Résonateurs à ondes acoustiques guidées sur miroir de Bragg

soutenue le 8 avril 2010 devant la commission d'examen composée de

Martine VILLEGAS	Professeur	ESIEE	Présidente
Stéphane BILA	Chargé de Recherche CNRS HDR	XLIM	Rapporteur
Vincent LAUDE	Directeur de Recherche CNRS	FEMTO-ST	Rapporteur
Pascal ANCEY	Docteur	STMicroelectronics	Examineur
Lionel BUCHAILLOT	Directeur de Recherche CNRS	IEMN	Examineur
Bertrand DUBUS	Directeur de Recherche CNRS	IEMN	Examineur
Emmanuel LE CLEZIO	Maître de Conférence HDR	ENIVL	Examineur
Alexandre REINHARDT	Docteur	CEA-LETI	Examineur

THÈSE

Résonateurs à Ondes Acoustiques Guidées sur Miroir de Bragg

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE 1 (USTL)

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR (EDSPI)

Par

Issiaka Koné

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité :

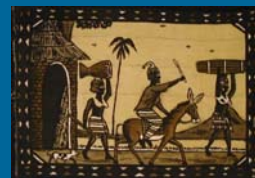
**Micro & Nanotechnologie, Acoustique,
Télécommunication**

Date de soutenance prévue : 8 avril 2010

Devant la commission d'examen formée de :

Stéphane Bila	Chargé de Recherche CNRS, HDR, XLIM Limoges
Vincent Laude	Directeur de Recherche CNRS, FEMTO-ST Besançon
Pascal Ancey	Ingénieur, STMicroelectronics Crolles
Emmanuel Le Clezio	Maître de Conférence, HDR, ENIVL Blois
Alexandre Reinhardt	Ingénieur Chercheur, CEA-LETI Grenoble
Martine Villegas	Professeur, ESIEE Paris
Lionel Buchailot	Directeur de Recherche CNRS, IEMN Lille
Bertrand Dubus	Directeur de Recherche CNRS, IEMN Lille

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examinatrice
Co-directeur de Thèse
Directeur de Thèse



IEMN/CNRS UMR 8520
ST Microelectronics
Leti/CEA Grenoble

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse ont été menés au sein de plusieurs équipes qui sont :

- L'équipe de **R&D Avancée (Derivative & 3D)** de l'entreprise **ST-Microelectronics** Crolles
- L'équipe **Acoustique** au département **ISEN (Institut Supérieur de l'Électronique et du Numérique)** du laboratoire **IEMN (Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie)** à Lille
- L'équipe de développement de la **Technologie BAW** du laboratoire **LCRF (Laboratoire des Composants Radio-Fréquences)** au **CEA-Leti**.

Je suis très honoré que le Docteur Stéphane BILA, Chargé de Recherche CNRS, **HDR**, du laboratoire **XLIM (UMR CNRS 6172, Limoges)** et le Docteur Vincent LAUDE, Directeur de Recherche **CNRS** de l'institut **Franche Comté Electronique Mécanique Thermique et Optique - Sciences et Technologies (FEMTO-ST, Besançon)**, aient accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Je voudrais témoigner ma gratitude envers les autres membres invités du jury qui ont bien voulu examiner ce manuscrit de thèse et dont la participation a fourni un éclairage supplémentaire : Martine VILLEGAS, Professeur du laboratoire **Electronique, SYstèmes de COmmunication et Microsystèmes de l'Ecole Supérieure d'Ingénieurs en Electronique et Electrotechnique (ESYCOM-ESIEE, Paris)** qui a présidé le jury, Emmanuel LE CLEZIO, Maître de Conférence, **HDR**, de **Ecole Nationale d'Ingénieurs du Val de Loire (ENIVL, Blois)** et Pascal ANCEY, Ingénieur et Chef de l'équipe **Adadvanced R&D (Derivative & 3D)** de **STMicroelectronics** (Crolles).

Cette thèse n'aurait pas été facile sans le soutien et l'aide de plusieurs personnes que je tiens à remercier. D'abord, je remercie Fabrice CASSET et Alexandre VOLATIER qui m'ont choisi pour cette thèse, je me souviens encore du jour et des contextes de l'entretien d'embauche comme si c'était hier. Je désire remercier également mes directeurs de thèse, Bertrand DUBUS et Lionel BUCHAILLOT, de l'**IEMN** pour leur accueil et leur grande disponibilité pendant les moments que j'ai passés à l'**IEMN**. Ils m'ont donné

Remerciements

l'occasion d'avoir des discussions scientifiques passionnantes et d'approfondir mes connaissances en acoustique et en simulation par éléments finis. Je remercie tous mes encadrants, Alexandre REINHARDT, Fabrice CASSET, Jean-Francois CARPENTIER pour leur aide précieuse tout au long de cette thèse, surtout pour la préparation et la relecture des différents documents que je produisais. Je remercie particulièrement Alexandre REINHARDT avec qui j'ai passé le plus de temps, pour sa grande disponibilité, son sens pédagogique et surtout pour sa volonté à transmettre le savoir. Ses qualités tant scientifiques que humaines m'ont beaucoup impressionné. Je remercie de nouveau Fabrice CASSET, Jean-Francois CARPENTIER et tous les designers de STMicroelectronics pour les discussions que j'ai eues avec eux, concernant les applications potentielles pour les composants étudiés, l'aide à la préparation des réunions au sein de l'entreprise et les démarches administratives. Je remercie Pascal ANCEY, chef de l'équipe **Advanced R&D (Derivative & 3D)** de **STMicroelectronics**, Jean-Benoist DUBURCQ chef du département **ISEN** de l'**SIEMENS** et Marc AÏD chef du laboratoire **LCRF** pour m'avoir accueilli au sein de leur groupe et m'avoir donné tout le matériel nécessaire, me permettant de travailler dans de meilleures conditions. Je remercie tous les collègues de l'équipe **BAW** du **Leti**, Guy PARAT, Pierre-Patrick LASSAGNE, Denis PELLISSIER-TANON, Sylvain JOBLLOT, Rémi VELARD, Michel BOREL, Nicolas BUFFET, Barbara GLUECK, Thierry CLARET, Eric SAINT-ETIENNE et Emmanuel DEFAY avec qui j'ai eu des discussions intéressantes, surtout pendant la définition et le suivi du procédé de fabrication. Je remercie particulièrement Denis PELLISSIER-TANON pour son dévouement pour le suivi quotidien du lot, sans lequel le composant n'aurait pas été fabriqué à temps. Je remercie particulièrement Patrick LASSAGNE pour tous ses conseils précieux qui m'ont beaucoup aidé à avancer dans ma vie personnelle et professionnelle. Je remercie particulièrement Frédéric DOMINGUE tant pour ses qualités humaines que professionnelles, pour son aide précieuse concernant la prise en main du logiciel de simulation **Advanced Design SystemTM(ADS)**, les mesures et les caractérisations électriques. Je remercie particulièrement Hélène JACQUINOT pour son aide précieuse concernant les mesures et les caractérisations électriques. Je remercie Marie GORISSE pour son aide par rapport à la prise en main et à l'accès au logiciel **COMSOL Multiphysics**. Je remercie Olivier GULLY du laboratoire **DCIS/SCME** du **Leti-Minatec**, pour son aide concernant la conception des jeux de masques. Je remercie également François CHAPUIS, Matthieu DESVERGNE et Luis LOLLIS, pour les discussions concernant les anciens lots ondes de Lamb et les applications potentielles pour ces composants. Je remercie particulièrement Pascal MOSBAH pour son aide concernant la gestion de la licence du logiciel Atila et le débogage de certains de mes modèles. Je remercie particulièrement Didace EKEOM de l'entreprise **Microsonics**, pour l'autorisation gratuite d'utilisation et l'aide concernant le logiciel Microsonics dont il est l'auteur. Je remercie Mamadou DIARRA qui me laissait dormir chez lui (près

Remerciements

de l'**ISEN**) quand j'avais besoin de récupérer des résultats de calcul la nuit après minuit.

Je souhaite particulièrement remercier les lecteurs et les correcteurs de ce manuscrit (en dehors de mes encadrants) pour avoir consacré leur temps précieux à cette lecture : Aude LEFÈVRE, Marie GORISSE, Sylvain JOBLLOT, Sébastien SOULAN, Denis PELLISSIER-TANON, Pierre-Patrick LASSAGNE, Anastasia DELATTRE, Tatiana PINEDO RIVERA, Jean-Raoul PLAUSSU.

Je remercie Christine COURTOIS (Secrétaire **LCRF**), Christel SETHI (Secrétaire **ISEN**), Evelyne MONTMAYEUL (Secrétaire **Derivative & 3D**), Nora BENBALOULI (RH **IEMN**) et Navy KÉO (RH **CRNS**) pour leur disponibilité et pour m'avoir aidé dans toutes les démarches administratives au sein des différentes structures.

Je souhaite également remercier Francine PAPILLION de **Minatec** pour m'avoir donné l'occasion de co-organiser la première **Journée des thésards et post-doc du Leti/Minatec**. Je remercie également Marie-Hélène SUEUR, Alain FARCHI, Jean-Philippe NOEL et tous ceux que j'ai oubliés de citer, du **Leti** et de **Minatec** qui m'ont donné l'occasion d'encadrer des jeunes collégiens et lycéens, à qui j'espère avoir transmis le goût pour la technologie et le métier de micro-électronique.

Je remercie tous mes ami(e)s, collègues, thésards, techniciens, ingénieurs, responsables de **STMicroelectronics**, avec qui j'ai vraiment passé de bons moments. Je remercie tous mes ami(e)s, collègues, thésards, techniciens, ingénieurs, responsables de l'**ISEN** qui ont fait de mon séjour à Lille et au sein de l'**ISEN**, un vrai bonheur. Je remercie tous mes ami(e)s, collègues, thésards, techniciens, ingénieurs, responsables du **LCRF**, du **LCMS** et du **LTM** du **CEA-Leti**, avec qui j'ai vraiment passé des moments inoubliables (salle café, soirées, etc.), pour leur bonne humeur et la convivialité au sein du bâtiment et surtout dans la salle de café.

Enfin plus généralement, je remercie tous mes amis maliens, français, maghrébins, chinois, vietnamiens et l'Association des **Étudiants Maliens de l'Isère (AEMI)**, qui ont rendu mon intégration facile à Grenoble et en France.

Je dédie ce manuscrit à **ma maman**, Tènèfing TRAORÉ et à **mon papa**, N'Golopé KONÉ.

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	11
Résumé	11
Liste de publications et de brevets	13
Introduction générale	15
I État de l'Art des Composants et des Architectures RF	23
1 État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques	25
1.1 Architectures de récepteurs	25
1.1.1 Récepteur superhétérodyne	26
1.1.2 Récepteur à conversion directe ou zéro-FI	30
1.1.3 Récepteur à faible fréquence intermédiaire	30
1.1.4 Récepteur multistandard	31
1.2 Fonctions et spécifications associées	32
1.2.1 Filtres	33
1.2.1.1 Filtrage large bande	34
1.2.1.2 Filtrage de canal direct	34
1.2.2 Oscillateurs	34
1.3 Études des composants réalisant les fonctions	39
1.3.1 Composants passifs discrets	39
1.3.2 Composants acoustiques	40
1.3.2.1 Motivation pour les composants à ondes acoustiques	40
1.3.2.2 Principe de base des résonateurs à ondes acoustiques	42
1.3.2.3 Les oscillateurs et les filtres à Quartz	43

TABLE DES MATIÈRES

1.3.2.4	Composants à ondes acoustiques de surface (SAW)	44
1.3.2.5	Résonateurs BAW (Bulk Acoustic Wave)	46
1.3.2.6	Résonateurs à ondes de Lamb et à ondes guidées	50
1.3.3	Résonateur MEMS	50
1.3.3.1	Résonateur électromécanique à actionnement électrostatique	51
1.3.3.2	Résonateurs électromécaniques à actionnement piézoélectrique	54
1.3.4	Résonateurs à ondes de Lamb et à ondes guidées	55
1.3.4.1	Résonateur à ondes de Lamb	55
1.3.4.2	Résonateur à ondes acoustiques guidées	58
1.4	Conclusion	63
 II Étude Théorique		65
 2 Ondes acoustiques guidées		67
2.1	Ondes de Lamb	67
2.1.1	Élasticité linéaire : Loi de Hooke	67
2.1.2	Élasticité dynamique : Propagation	69
2.1.3	Ondes de Lamb, relations de dispersion	71
2.1.4	Guide d'onde piézoélectrique : Problématiques	76
2.2	Ondes évanescentes dans le substrat	77
2.2.1	Condition d'obtention d'ondes évanescentes dans le substrat : loi de Snell-Descartes	77
2.2.2	Première méthode : Obtention d'évanescence par création d'ondes de Love ou d'ondes de Lamb généralisées	78
2.2.3	Deuxième méthode : Obtention d'évanescence en utilisant une structure guidante multi-couches	80
2.2.3.1	Courbe de dispersion et structure multi-couches	80
2.2.3.2	Simulation numérique	82
2.2.3.3	Choix des épaisseurs pour une évanescence des ondes acoustiques plus forte dans le substrat	84
2.2.3.4	Validation de l'isolement du substrat	87
2.2.3.5	Limites de la méthode de ralentissement des ondes	89
2.3	Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé	90
2.3.1	Introduction	90
2.3.2	Modélisation : méthode de la matrice de réflexion	92
2.3.3	Utilisation de la méthode de la matrice de réflexion : dimensionnement	97

TABLE DES MATIÈRES

2.3.4	Calcul de la réponse d'un résonateur utilisant des peignes interdigués	102
2.4	Conclusion	104
3	Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées	105
3.1	Conception d'un miroir de Bragg désaccordé	105
3.1.1	Dimensionnement du miroir de Bragg	106
3.1.1.1	Définition d'un empilement périodique	106
3.1.1.2	Optimisation du coefficient de réflexion par variation indépendante de l'épaisseur de chaque couche	109
3.1.2	Influence de la dispersion des épaisseurs des couches du miroir de Bragg	112
3.2	Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur	113
3.2.1	Paramètres géométriques clés d'un résonateur à ondes acoustiques guidées	113
3.2.2	Méthodes de calculs	114
3.2.3	Détermination de la période des peignes interdigués	115
3.2.4	Largeur des peignes	123
3.2.5	Détermination du nombre de peignes et de la longueur du résonateur	126
3.3	Calcul de l'épaisseur d' <i>AlN</i>	127
3.4	Réduction de l'effet des modes parasites par modification de la dernière couche du miroir de Bragg	129
3.5	Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout	131
3.5.1	Différents types de résonateurs fabriqués	131
3.5.2	Filtres à couplage électrique	134
3.5.3	Filtres à couplage acoustique	139
3.6	Conclusion	141
III	Réalisation Technologique	143
4	Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs	145
4.1	Développement du procédé de fabrication	145
4.1.1	Choix de l'empilement technologique	145
4.1.2	Description du procédé de fabrication	146
4.2	Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées	155
4.2.1	Modèles de deembedding	155
4.2.2	Résultats électriques	159
4.2.3	Dispersion des mesures électriques	167

TABLE DES MATIÈRES

4.2.3.1	Dispersion des fréquences de résonance et d'antirésonance	167
4.2.3.2	Dispersion des facteurs de qualité série (Q_s) et parallèle (Q_p)	169
4.2.3.3	Dispersion du coefficient de couplage (k^2)	171
4.2.4	Autres dispositifs	172
4.2.5	Comparaison des solutions de réflecteurs latéraux	182
4.2.6	Co-intégration avec les résonateurs BAW	184
4.3	Conclusion	187
IV	Conclusions et Perspectives	189
	Conclusions et perspectives	191
V	Bibliographie	197
VI	Annexes	211
A	Tableau résumé de l'état de l'art des résonateurs et filtres	215
B	Description des structures de résonateurs et de filtres conçus sur le jeu de masque	225
B.1	Structures de résonateurs	226
B.1.1	A1	226
B.1.2	A2	228
B.1.3	A3	230
B.1.4	A4	232
B.1.5	B1	234
B.1.6	B2	237
B.1.7	B3	239
B.2	Structures de filtres	241
B.2.1	D1	241
B.2.2	D2	245
B.2.3	D3	247
B.2.4	D4	249
B.2.5	E1	251
B.2.6	E2	254
B.2.7	E3	256
B.2.8	E4	258
B.2.9	E5	260
B.2.10	F1	261
B.2.11	F2	265

Table des matières

B.2.12 G1	267
B.2.13 G2	270
B.2.14 G3	272
B.2.15 H1	274
B.2.16 H2	277
B.2.17 I1	279
B.2.18 I2	285
B.2.19 I3	287

Résumé

Les composants passifs électro-acoustiques sont des éléments critiques des architectures RF. Les plus représentés sont les filtres à ondes acoustiques de surface (**SAW**) ou de volume (**BAW**), qui permettent le filtrage RF (filtre d'antenne). Pour le filtrage de canal, les solutions **SAW** sont actuellement en place, bien que des travaux récents aient montré l'intérêt des résonateurs à ondes de Lamb pour ce type d'application. Ces derniers composants présentent l'avantage d'être compatibles avec une technologie de fabrication de filtres **BAW** réalisés sur membrane suspendue (**FBAR**), permettant une co-intégration des deux types de composants à moindre coût. Toutefois, le choix technologique de **STMicroelectronics** et du **CEA-Leti** s'est porté sur une technologie de résonateurs **BAW** réalisés sur miroir de Bragg (**SMR**). Le but de cette thèse est donc de démontrer la possibilité de réaliser des résonateurs reprenant le principe des résonateurs à ondes de Lamb, mais co-intégrables avec des **BAW-SMR**. Après une présentation de l'état des lieux des composants électromécaniques utilisés dans les architectures RF et des diverses propositions de dispositifs semblables présentes dans la littérature, nous abordons une étude théorique du principe de fonctionnement de ce type de composants, ce qui nous permet d'en cerner les caractéristiques : coefficients de couplage électromécaniques proches de ceux des résonateurs à ondes de Lamb, mais fonctionnement à des fréquences proches de celles des résonateurs **BAW**. Nous présentons ensuite les méthodes de dimensionnement employées. Enfin, nous présentons un procédé de réalisation proche de celui des **BAW-SMR** fabriqués au **CEA-Leti**, mais adapté à nos composants. A l'issue de caractérisations électriques, nous sommes en mesure de présenter les premiers composants de ce type fonctionnels, et une liste d'améliorations possibles.

Ces travaux ont permis des publications dans quatre conférences dont trois internationales, un journal, un dépôt de brevet d'invention et deux publications internes au laboratoire commun **IEMN-STMicroelectronics**.

Mots clés : Résonateur, Filtre, BAW, SAW, Ondes de Lamb, Ondes guidées, MEMS, Architecture RF, Télécommunication mobile, Acoustique, Miroir de Bragg, Modélisation FEM, Matrice de réflexion.

Summary

Passive acoustic devices are enabling elements for RF architectures. Aside from the well known surface acoustic wave (**SAW**) and bulk acoustic wave (**BAW**) filters used for RF filtering, Lamb wave devices have recently been seen as an alternative to **SAW** devices currently used also for intermediate frequency filtering. These resonators are compatible with a membrane-based **BAW** technology (**FBAR**) and could thus be co-integrated with them with no additional cost. However, **STMicroelectronics** and **CEA-Leti** have focused their developments around **BAW** resonators using a Bragg mirror for acoustic isolation (**SMR**). Therefore, the aim of this work is to demonstrate the possibility of fabricating resonators close to Lamb wave resonators, but technologically compatible with a **BAW-SMR** technology. After reviewing the applications of electromechanical resonators in RF architectures and the proposals for the kind of resonators we are investigating available in the literature, we start with a theoretical investigation of these devices. This enables us to determine basic characteristics of these resonators: electromechanical coupling factors close to Lamb wave devices, but operation at frequencies close to **BAW** resonators. Then, we describe the design of demonstrators. Finally, we describe a fabrication process, similar to **BAW-SMR** fabrication process, which has provided to date the first operating devices using this principle. Electrical characterizations show that the fabricated resonators are functional, and we discuss possible improvements.

This work led to publications in four conferences, (three international conferences), a paper, a patent and two internal publications at **IEMN-STMicroelectronics** common laboratory.

Keywords : Resonator, Filter, BAW, SAW, Lamb wave, Guided wave, MEMS, RF Architecture, Mobile telecommunication, Acoustic, Bragg mirror, Finite Element Modeling (FEM), Scattering Matrix.

Glossaire :

SAW : Surface Acoustic Wave Resonator/Résonateur à ondes acoustiques des surface,

BAW : Bulk Acoustic Wave/Ondes de volume,

FBAR : Film Bulk Acoustic Resonator/Résonateur à ondes de volume sur une membrane,

SMR : Solidily Mounted Resonator/Résonateur à ondes de volume sur un miroir de Bragg.

Liste de publications et de brevets/List of publications and patents

- **Resonator using guided waves in a piezoelectric layer above a bragg mirror**
Issiaka Koné, Bertrand Dubus, Lionel Buchaillot, Alexandre Reinhardt, Fabrice Casset, Marc Aid, Jean François Carpentier, Pascal Ancey
In Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International, pages 581-585, May 2008
- **Electrode sizing for guided wave resonator above a bragg mirror**
Issiaka Koné, Alexandre Reinhardt, Frederic Domingue, Bertrand Dubus, Lionel Buchaillot, Fabrice Casset, Jean Francois Carpentier, Marc Aid
In Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International, pages 904-907, April 2009
- **Guided acoustic wave resonators using an acoustic bragg mirror**
Issiaka Koné, Frédéric Domingue, Helene Jacquinot, Michel Borel, Marie Gorisse, Alexandre Reinhardt, Guy Parat, Denis Pelissier-Tanon, Fabrice Casset, Bertrand Dubus
Applied Physics Letters, 2010 - (Submitted)
- **Résonateurs à ondes acoustiques guidées sur miroir de Bragg pour les communications radio-fréquences**
Issiaka Koné, Frédéric Domingue, Alexandre Reinhardt, Fabrice Casset, Marc Aid, Jean-François Carpentier, Lionel Buchaillot et Bertrand Dubus
10e Congrès Français d'Acoustique CFA2010/315, 2010
- **Développement de résonateurs à ondes acoustiques guidées sur miroir de Bragg**
Issiaka Koné, Bertrand Dubus
Programme Minefi Nano2012, délivrable SP3.5, 2009
- **Brevet d'invention : Dispositif résonant à ondes acoustiques guidées et procédé de réalisation du dispositif**
Alexandre Reinhardt, Issiaka Koné, 2009
- **Microrésonateurs acoustiques à ondes de lamb pour les communications sans fil**
Frédéric Domingue, Issiaka Koné, Marie Gorisse, Alexandre Reinhardt, Helène Jacquinot, Bertrand Dubus.
Association Francophone pour le Savoir (ACFAS), 2009
- **Modélisation et fabrication de filtres radio-fréquence à ondes acoustiques**
F. Duval, D. Ekeom, A.-C. Hladky, B. Dubus, C. Granger, Issiaka Koné, J. Vasseur Programme Minefi Nano2

Introduction générale

De nos jours les systèmes de communication prennent une place de plus en plus importante dans notre environnement. Entre autres, le marché de la téléphonie mobile est un marché qui croît de façon exponentielle avec une augmentation annuelle moyenne comprise entre 20 et 30% depuis les années 1990. Selon certains analystes [Rep06a], plus d'un milliard de téléphones mobiles ont été vendus dans le monde sur l'année 2006 comme le montre la Fig. 1, dont la moitié pour cause de renouvellement. Jamais aucun produit d'une telle complexité n'avait été vendu à un tel volume annuel dans l'histoire de l'industrie électronique. On estime ainsi que sur environ 6.5 milliards d'habitants sur Terre 2.75 milliards ont déjà souscrit à un abonnement téléphonique.

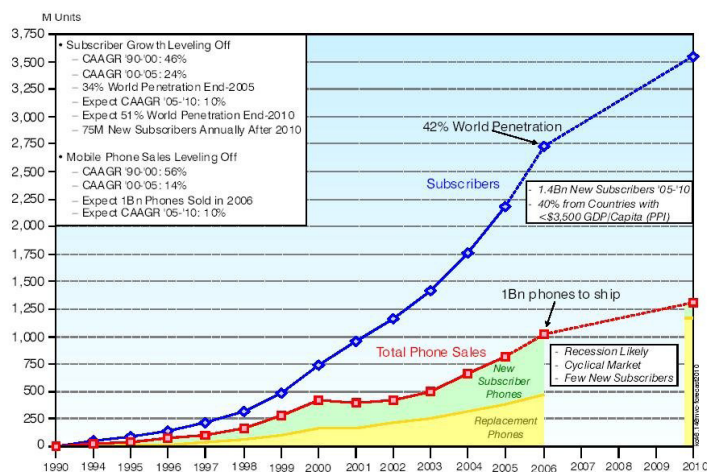


FIGURE 1 – évolution du marché de la téléphonie mobile : nombre d'abonnés dans le monde (sur 6.5 milliards d'habitants dans le monde) [Rep06a].

En plus de la téléphonie mobile, les appareils communicants sont de plus en plus utilisés dans la domotique. Dans ce domaine en pleine croissance, souvent dénommé "Home Automation" ou maison autonome, on utilise en général des appareils (capteurs, contrôleurs, ...) connectés entre eux par un réseau sans fil [Wir] (Fig. 2).

Deux besoins majeurs se posent dans de tels systèmes :

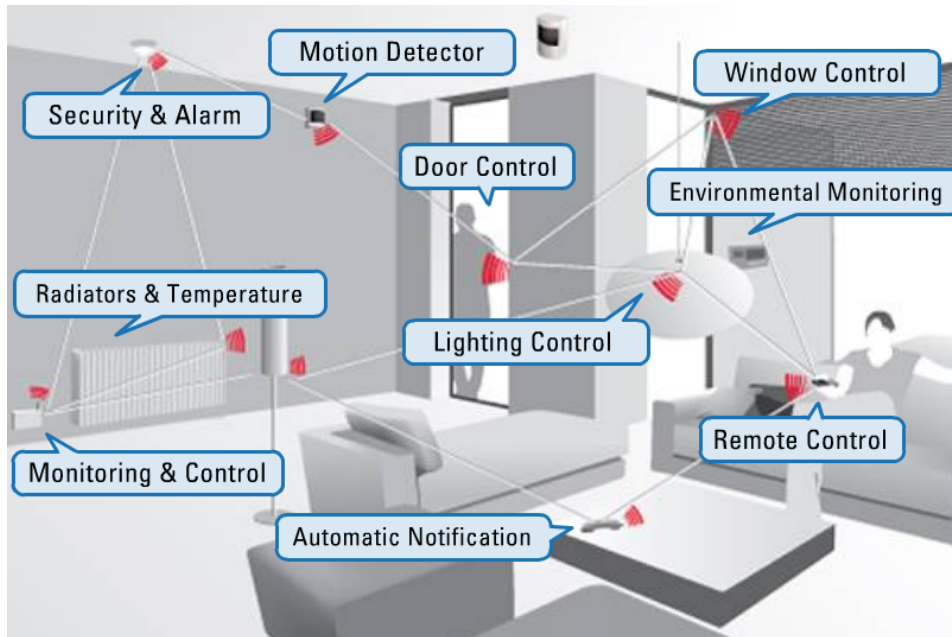


FIGURE 2 – Maison du futur équipée d'appareils communicants [Wir].

- Pouvoir faire communiquer un grand nombre d'appareils simultanément,
- Pouvoir envoyer le plus de données possibles par unité de temps.

Pour y arriver, il est devenu nécessaire d'allouer des tranches de fréquence appelées bandes d'émission et de réception à différents types d'appareils communicants. Chacune de ces bandes correspond à une application. L'allocation des bandes de fréquence est réglementée. A titre d'exemple le Tab.1 donne l'allocation des bandes de fréquences (de 30 à 400 MHz) en France [Wik], pour certaines applications¹.

Fréquence	Utilisation
30.525 à 32.125 MHz	Réseaux privés
30.750 à 32.075 MHz	Appareils faible portée non spécifiques
31.300 MHz	Radio-messagerie sur site
32.125 à 32.500 MHz	Usage militaire
32.800 MHz	Microphones sans fils
37.500 à 38.250 MHz	Radioastronomie
41.205 à 41.245 MHz	Télé-alarme pour personnes âgées jusqu'au 31/12/2005
<i>A suivre...</i>	

1. Liste non exhaustive

Fréquence (<i>suite</i>)	Utilisation (<i>suite</i>)
41.310 à 41.475 MHz	Téléphones sans fils
47.600 à 47.700 MHz	Réseaux privés
50.200 MHz	Liaison vidéo sol-train, en région parisienne
50.200 à 51.200 MHz	Trafic radioamateur
55.750 à 63.750 MHz	Télévision bande I
73.300 à 74.800 MHz	Gendarmerie nationale
74.800 à 75.200 MHz	Radio-localisation aéronautique (Marker)
75.200 à 77.475 MHz	Réseaux privés, taxis
83.000 à 87.300 MHz	Police, pompiers, SAMU
87.500 à 108.000 MHz	Radiodiffusion FM bande II
108.000 à 117.950 MHz	Radio Navigation Aéronautique (VOR et ILS)
118.000 à 136.975 MHz	Trafic aéronautique, Bande aéronautique VHF (fréquence de détresse 121.5 MHz)
137.000 à 138.000 MHz	Liaisons satellitaires descendantes (Satellites Météo)
143.9875 MHz	Fréquence réservée "vol libre" en FM
144.000 à 146.000 MHz	Trafic radioamateur, APRS, AX.25.
146.000 à 156.000 MHz	Trafic aéronautique (liaisons satellitaires montantes de 148 MHz à 150 MHz)
152.000 à 152.020 MHz	Radio-messagerie sur site
154.980 à 155.180 MHz	Liaisons fixes d'abonnés isolés
156.025 à 157.425 MHz	Trafic maritime et fluvial, bande VHF marine veille sur le Canal 16
169.410 à 173.815 MHz	Radio-messagerie norme ERMES
174.000 à 223.000 MHz	Télévision bande III
225.000 à 400.000 MHz	Bande aéronautique VHF et liaisons satellitaires militaires

TABLE 1 – Allocation de la bande de fréquence par application en France [Wik].

Généralement, pour permettre à plusieurs appareils d'une même application (utilisant la même bande) d'envoyer simultanément des données, la bande «principale» est subdivisée en plusieurs sous-bandes appelées "ca-

Introduction générale

naux".

Des filtres sont utilisés pour limiter l'émission et la réception des données uniquement dans le canal alloué. Des oscillateurs génèrent des signaux de référence aux fréquences correspondantes. Ces filtres et ces oscillateurs étaient composés à l'origine de circuits LC, mais avec le besoin croissant d'augmenter le débit de communication, la diminution de la consommation des circuits, les contraintes de diminution de la taille des appareils et de réduction des coûts (coût de fabrication et d'assemblage des composants) et avec le fait que ce type de composants intégré présente de fortes pertes aux fréquences considérées, la tendance a changé. D'autres composants ont alors vu le jour comme les filtres à quartz et autres composants à ondes acoustiques tels que les SAW (**S**urface **A**coustic **W**ave **R**esonator ou résonateurs à ondes de surface) et plus récemment les BAW (**B**ulk **A**coustic **W**ave ou résonateurs à ondes de volume).

A titre d'exemple les photos des Fig. 3(a) et Fig. 3(b) représentent respectivement un téléphone mobile des années 1983 (Motorola DynaTAC 8000X^Â) [moba] servant uniquement à passer des appels téléphoniques et un téléphone mobile (Samsung HT73) plus récent (2008) [mobb] ayant beaucoup plus de fonctionnalités allant des appels téléphoniques à la réception des chaînes télévisuelles.



(a)



(b)

FIGURE 3 – La miniaturisation des composants induit la diminution de la taille des téléphones mobiles : (a) téléphone mobile Motorola DynaTAC 8000X^Â des années 1983 [moba], (b) téléphone mobile Samsung HT73 des années 2008 [mobb].

Les contraintes de réduction de la taille des appareils se traduisent par une forte contrainte de miniaturisation sur les éléments qui le composent, notamment, en ce qui nous concerne, les composants contenus dans les circuits émetteurs et récepteurs (filtres, oscillateurs, etc.). A titre d'exemple sur la Fig. 4, nous pouvons voir l'évolution de la tailles des filtres, intégrés

dans les téléphones mobiles Nokia [Rep06b].

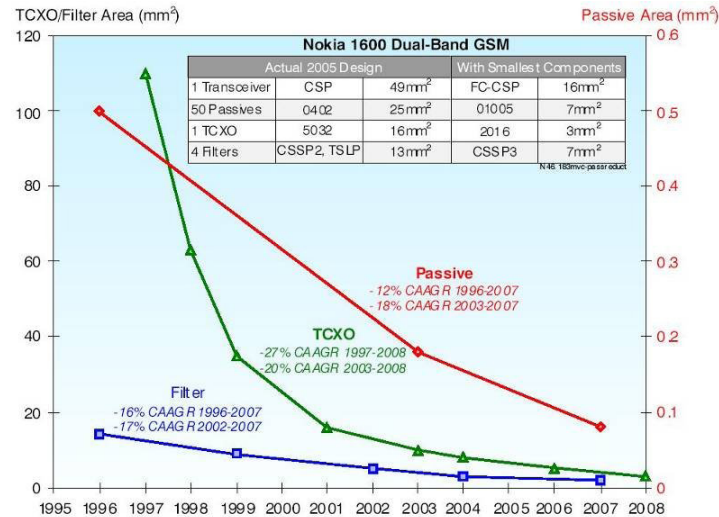


FIGURE 4 – évolution de la taille des composants passifs utilisés dans la téléphonie mobile [Rep06b].

Ces contraintes poussent également à une co-intégration poussée des différents composants. C'est de plus en plus le cas pour les parties actives, comme les amplificateurs qui tirent partie des progrès de l'électronique sur silicium, mais pas pour les composants passifs acoustiques (SAW ou BAW) qui restent distincts. Pour les filtres SAW, ceci est dû au fait que les spécifications de chaque filtre imposent l'utilisation d'un certain type de substrat piézoélectrique, et rend donc difficile la co-intégration de plusieurs filtres sur une même puce. Pour les filtres BAW, qui utilisent des substrats silicium, le frein à la co-intégration provient du fait que la fréquence est entièrement déterminée par les épaisseurs des matériaux déposés : une fabrication spécifique est donc nécessaire pour chaque filtre. Les filtres sont donc nécessairement fabriqués séparément, augmentant considérablement le coût d'assemblage. Dans les architectures combinant les filtres d'antenne SAW ou BAW (étage haute-fréquence ou RF) pour leur large bande passante et les filtres SAW comme filtres en fréquence intermédiaire (étage FI) pour le filtrage de canal, l'impossibilité de co-intégrer ces deux types de composant impose la séparation des étages RF et FI car leurs technologies ne sont pas compatibles entre elles et/ou avec la technologie des circuits intégrés (substrats exotiques pour les SAW, approche above-IC non rentable pour les BAW). Alexandre Volatier, dans ses travaux de thèse [Vol07], a montré la possibilité de co-intégrer des résonateurs à ondes de Lamb (permettant de réaliser des filtres en fréquence intermédiaire) avec des résonateurs BAW-FBAR (pour **F**ilm **B**ulk **A**coustic **R**esonator) : résonateurs à ondes de volume réalisés sous forme de membranes suspendues au-dessus du substrat). Toutefois, depuis cette thèse, STMicroelectronics et le CEA-Leti se sont concentrés sur une

Introduction générale

technologie SMR (pour **S**olidly **M**ounted **R**esonator) : résonateurs à ondes de volume utilisant un miroir acoustique plutôt qu'une membrane pour isoler acoustiquement le résonateur du substrat). Le but de mes travaux consiste à présent à reproduire un schéma similaire : réaliser des résonateurs analogues aux résonateurs à ondes de Lamb, mais cette fois-ci cointégrables avec des résonateurs BAW-SMR.

Motivations de la thèse

Les travaux sur les ondes de Lamb et les ondes guidées ont émergé à partir des travaux sur les résonateurs et filtres BAW [Vol07]. En effet, dans les résonateurs BAW, les parasites présents sont dus pour la plupart à des ondes présentant une propagation latérale (ondes de Lamb, ondes acoustiques guidées, etc.). Il est venu alors l'idée d'exploiter ces ondes pour en faire des résonateurs pour des fréquences intermédiaires [Vol07], [Des07] dans un premier temps (autour de quelques centaines de MHz) et par la suite des résonateurs haute fréquence. Les fréquences de fonctionnement des composants à ondes de Lamb et à ondes guidées sont fixées en partie par la dimension latérale de la structure, à l'opposé des résonateurs BAW qui ont des fréquences de fonctionnement fixées par l'épaisseur des couches les composant. Cette qualité fait qu'il est potentiellement possible de fabriquer simultanément plusieurs résonateurs à ondes de Lamb ou à ondes acoustiques guidées avec des fréquences de fonctionnement différentes sur une même plaque et même dans une même puce. Ceci rend aussi la possibilité d'adresser des standards de communication différents dans la même puce. Par ailleurs avec les ondes de Lamb et les ondes acoustiques guidées, nous pouvons adresser une gamme de fréquence plus large, allant de quelques centaines de *MHz* à plusieurs *GHz*. Les résonateurs à ondes acoustiques guidées sont fabriqués sur un miroir de Bragg et ont une meilleure tenue en puissance [HMR⁺09].

Contribution de la thèse

L'objectif de ma thèse est d'étudier des résonateurs et des filtres utilisant des ondes que nous appellerons dans la suite de ce manuscrit des **ondes guidées** dans un empilement de type BAW-SMR. Cette étude a pour but de prouver la faisabilité de ce type de résonateurs, d'étudier leurs caractéristiques, de défricher leurs applications, de proposer un procédé de réalisation technologique et de valider la simulation par des mesures électriques des composants fabriqués.

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre d'une collaboration entre l'entreprise **STMicroelectronics**, le **Centre National de Recherche Française (CNRS, laboratoire IEMN)** et le **Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA**

/ **Leti**, laboratoire **LCRF**). Ces travaux se sont déroulés à 15% (~ 4 mois) dans les locaux de **STMicronics**. L'objectif était d'étudier les travaux existants sur le sujet et de définir les attentes industrielles concernant le composant développé. J'ai alors étudié théoriquement les possibilités des composants à ondes guidées en tant que filtre en bandes étroites (imposé par les coefficients de couplage de ces ondes) et à haute fréquence (imposé par les limites technologiques du miroir de Bragg) et les applications potentielles pouvant être réalisées par ce composant. Cela a nécessité plusieurs rencontres avec les designers de circuits au sein de l'entreprise. J'ai ensuite effectué 15% de mon temps à l'IEMN (Institut d'Electronique, de Micro-électronique et de Nano-technologie, laboratoire CNRS UMR 8520). Le but était de prendre en main les outils de simulations et de mettre en place les briques de base pour la réalisation technologique (choix des matériaux, etc.). Le reste de la thèse ($\sim 70\%$) s'est déroulé au Leti-Minatec en collaboration étroite avec l'IEMN et **STMicronics**. L'apport principal était d'étudier les phénomènes de propagation physique, le design et la conception du démonstrateur, de définir un procédé de réalisation compatible avec le procédé BAW Leti, de réaliser et de caractériser électriquement le démonstrateur.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit comprend cinq chapitres organisés en quatre parties. La première partie décrit l'état de l'art concernant les composants RF MEMS et acoustiques. La deuxième partie est réservée à l'étude théorique des composants étudiés. La troisième partie décrit la réalisation technologique et les caractérisations électriques. Et la dernière partie est réservée à la conclusion et aux perspectives.

Dans le Chap. 1, nous présenterons des différentes architectures RF et les composants utilisés pour réaliser les différentes fonctions électroniques de ces architectures. Nous nous intéresserons tout particulièrement aux composants acoustiques (SAW, BAW et résonateurs à ondes de Lamb), ce qui nous permettra de cibler leurs performances et leurs applications, afin de situer relativement celles des composants que nous allons étudier.

Dans le Chap. 2, nous étudierons les phénomènes de propagation d'ondes de Lamb ou ondes de plaque et des ondes guidées. Nous nous intéresserons au problème de l'isolation de l'énergie acoustique et les méthodes que nous proposons pour confiner les ondes dans une couche piézoélectrique. Nous en déduirons les caractéristiques des résonateurs que nous étudions.

Dans le Chap. 3, nous proposerons des solutions pour dimensionner les composants à ondes guidées. Le choix du mode de propagation et la minimisation de résonances parasites seront discutés. Le Chap. 4 présentera le

Introduction générale

procédé de fabrication que nous avons mis au point pour les composants à ondes acoustiques guidées et les résultats de mesures électriques. Nous présenterons les caractéristiques des résonateurs fonctionnels et discuterons de possibles améliorations.

Enfin nous conclurons et nous discuterons des perspectives pour les composants étudiés et réalisés.

Première partie

État de l'Art des
Composants et des
Architectures RF

Chapitre 1

État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

Dans ce premier chapitre, nous allons dans un premier temps décrire les architectures de récepteurs utilisés dans les systèmes de transmission radiofréquence. Nous nous intéresserons ensuite à plusieurs éléments de ces architectures qui utilisent des résonateurs avant de détailler le principe de fonctionnement de ces résonateurs. Puis nous introduirons dans la Section 1.3 les composants réalisant les fonctions électroniques étudiées.

1.1 Architectures de récepteurs

Cette section présente les architectures radio-fréquence (RF) les plus utilisées de nos jours. L'étude de ces architectures permettra de déterminer les fonctions électroniques envisageables avec les résonateurs et notamment avec ceux utilisant les ondes acoustiques. De nos jours, la majorité des architectures comporte deux voies de communication, une pour émettre les données (émetteur), l'autre pour recevoir les données (récepteur). Un contact (switch) commandé par l'électronique permet de choisir d'émettre ou de recevoir uniquement à un instant t (half-duplex). Dans le cas de l'émission, le signal issu de l'antenne est filtré pour garder les données en rapport avec la bande d'utilisation de l'application réalisée. Ce signal est en général très faible et doit être amplifié par un amplificateur faible bruit. La bande étant subdivisée en plusieurs gammes de fréquences (appelés canaux) beaucoup moins larges que la bande principale, un deuxième filtrage est effectué pour récupérer les données des canaux d'utilisation. La subdivision de la bande principale en canaux permet, dans le cas de certaines techniques de modulation comme la modulation OFDM [XP09], à plusieurs appareils utilisant la même bande principale, de communiquer simultanément (multiplexage)

Chapitre 1. État de l’art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

sans risque d’interférences. Ou de transmettre des données plus efficacement par rapport aux perturbations volontaires ou involontaires du milieu de transmission comme dans le cas de la modulation DSSS (**D**irect-**S**equence **S**pread **S**pectrum). Dans le cas de certains types de modulation, comme la modulation OFDM, deux canaux peuvent être utilisés pour réaliser une communication full-duplex entre deux appareils (un canal par direction de communication). Pour faciliter la conception des filtres de canal, certaines architectures utilisent le décalage de la bande de fréquence vers les basses fréquences en utilisant des circuits mélangeurs (mixer en anglais). Dans les sous-sections suivantes, nous allons détailler plusieurs architectures.

1.1.1 Récepteur superhétérodyne

Le principe du récepteur superhétérodyne est basé sur le changement de la fréquence porteuse du signal reçu de l’antenne (aussi désigné par signal RF) cf. Fig. 1.1. Ce signal est filtré par un filtre passe-bande, large bande, qui peut être un filtre à ondes acoustiques de surface SAW (Section 1.3.2.4) ou à ondes acoustiques de volume BAW (Section 1.3.2.5). Le signal est ensuite amplifié par un LNA (**L**ow **N**oise **A**mplifier) puis envoyé vers un mélangeur. Le mélangeur effectue la multiplication du signal par un signal à fréquence déterminée, généré par un oscillateur local. Le produit de cette multiplication est le mélange (Fig. 1.2) :

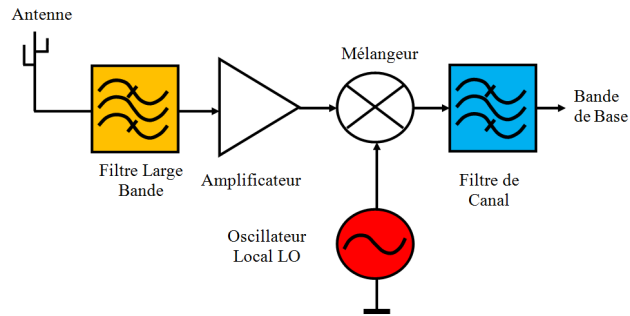
- D’un signal à une fréquence porteuse égale à la somme des fréquences du signal RF et du signal de l’oscillateur. Ce signal est filtré par le filtre de canal. Ce filtre est aussi appelé filtre réjecteur d’image.
- D’un signal à une fréquence porteuse égale à la différence des fréquences des deux signaux. Ce signal est appelé signal fréquence intermédiaire (FI) et est fixe quelque soit la fréquence porteuse du signal RF centré sur la fréquence porteuse du canal désiré.

Ce signal est ensuite envoyé en bande de base pour le traitement des données. Il peut éventuellement être amplifié à l’aide d’un amplificateur à gain contrôlé afin de réduire la dynamique du signal imposée aux blocs suivants, avant d’être envoyé à la bande de base.

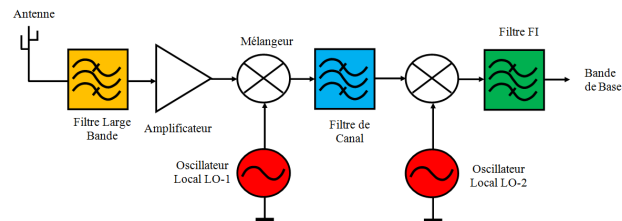
Le choix de la fréquence intermédiaire résulte d’un compromis entre la réjection de la fréquence image, nécessitant une FI élevée et la sélectivité du canal, nécessitant une FI faible. Lorsque la FI est grande, la réjection de la fréquence image est aisée mais il est difficile d’obtenir une bonne sélectivité. Un meilleur compromis est de fixer la FI entre 5 et 10% de la fréquence RF.

Dans certaines spécifications, comme celles concernant les récepteurs ondes courtes, de signaux radar ou de satellite, ou dans les applications de téléphonie professionnelle (Tetrapole) ou de télécommunication (réseaux de données), il arrive que le compromis entre la sélectivité et la réjection de la fréquence image, soit très fort. Dans ce cas on utilise deux ou plusieurs étages de changement de fréquence du signal. La raison principale est que les

1.1 Architectures de récepteurs



(a)



(b)

FIGURE 1.1 – Architecture Hétérodyne (a) à simple changement de fréquence (architecture super-hétérodyne), (b) à double changement de fréquence.

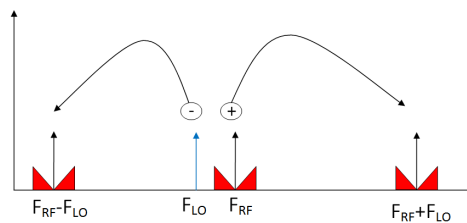


FIGURE 1.2 – Principe de la multiplication de fréquence.

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

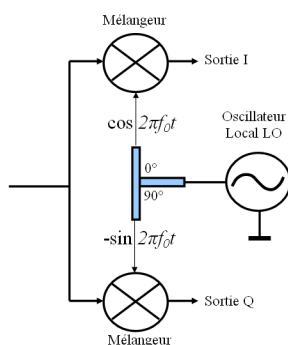


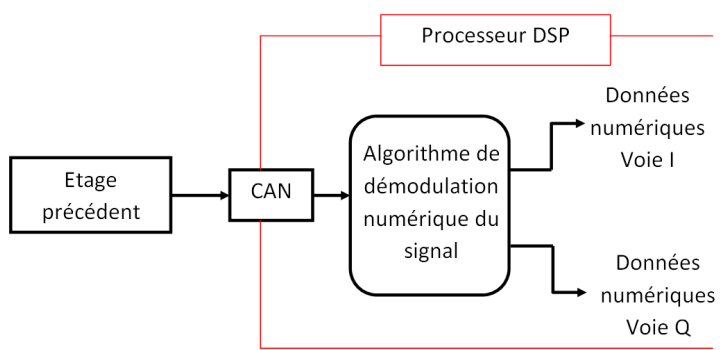
FIGURE 1.3 – Oscillateur générant des signaux en quadrature de phase.

technologies existantes de nos jours permettent de réaliser des composants de filtrage à une bande passante étroite et des flancs très raides (voir la section sur les filtres : Section 1.2.1). La Fig. 1.1(b) représente l'architecture à double changement de fréquence.

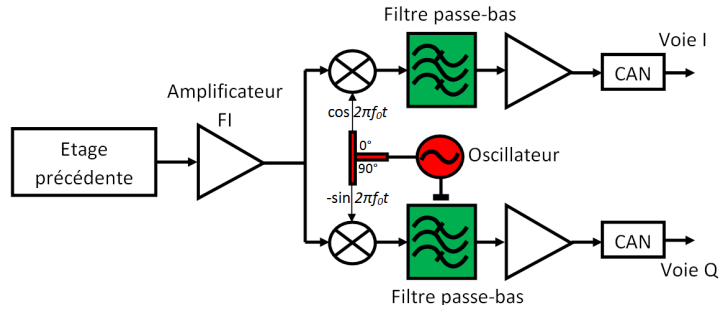
La bande de base démodule le signal issu de la première chaîne de réception. La technique de démodulation la plus répandue de nos jours est la modulation en quadrature de phase (QAM Quadrature amplitude modulation). Cette technique de modulation impose la séparation du signal en deux composantes appelées I et Q (notée I/Q) (Fig. 1.3). Les systèmes de nos jours traitant des données numériques, un convertisseur analogique/numérique est utilisé. Selon que la conversion analogique s'effectue avant la séparation des voies I/Q ou après, l'architecture est qualifiée de numérique (Fig. 1.4(a)) ou analogique (Fig. 1.4(b)).

Dans les architectures hétérodynes numériques (Fig. 1.4(a)), le signal RF est converti en signal numérique au plus proche de l'antenne. Le récepteur ne contient plus qu'un unique mélangeur diminuant la consommation globale du circuit et facilitant la conception du récepteur. Cependant plus la FI est élevée, plus la consommation du circuit augmente. Cette technique nécessite un processeur de traitement de signal (DSP pour **D**igital **S**ignal **P**rocessor) et des convertisseurs analogiques vers numériques (A/N) et numériques vers analogiques (N/A) très puissants. L'utilisation de ce type d'architecture devient de plus en plus courant, d'une part parce que le traitement en numérique est beaucoup plus facile, aisé et flexible, d'autre part parce que les processeurs DSP sont de plus en plus puissants (très grands nombre d'opérations élémentaires par seconde) et sont disponibles à bas coût. Les radio-logiciels dont le but est de minimiser le nombre de composants électroniques et de maximiser l'utilisation d'algorithmes (programmes informatiques) implementés dans le processeur DSP (exemple du filtre Kalman [Kal60]) pour le traitement du signal, intègrent ce type d'architecture.

1.1 Architectures de récepteurs



(a)



(b)

FIGURE 1.4 – Architecture Numérique (a), architecture analogique (b).

1.1.2 Récepteur à conversion directe ou zéro-FI

Le récepteur à conversion directe, aussi appelé récepteur homodyne ou zéro-FI utilise un étage mélangeur comme dans le récepteur superhétérodyne décrit dans la Section 1.1.1. Mais la fréquence de la porteuse du signal FI est nulle. L'intérêt de cette méthode est de s'affranchir des problèmes liés à la fréquence image évoquée ci-dessus. Pour cela, la fréquence de l'OL est choisie égale à celle de la porteuse du signal RF. A la sortie du mélangeur et après atténuation de la composante du signal ayant la fréquence égale à deux fois celle des signaux issus de l'antenne, un signal à fréquence porteuse nulle est récupéré. L'image d'un tel signal est le signal lui-même. La séparation du signal désiré de son image est effectuée à l'aide de mélangeurs RF en quadrature (Fig. 1.3). La sélection du canal est donc réalisée en bande de base à l'aide de filtres passe-bas actifs intégrés. Cette architecture ne requiert pas de filtres passifs de réjection d'image en RF (placés en sortie du LNA) et de sélection du canal en FI. La simplicité de l'architecture facilite l'intégration monolithique et rend le récepteur à conversion directe particulièrement adapté aux applications faible coût [Des07].

Ce récepteur présente toutefois deux inconvénients majeurs :

- La sensibilité aux signaux parasites continus (DC) aussi appelés «offset» ou à basses fréquences, générés par une mauvaise isolation du mélangeur (due à des couplages capacitifs, des couplages par le substrat de silicium sur lequel le circuit est fabriqué et à des couplages électromagnétiques externes). Si la technique de modulation utilisée le permet un filtre passe-haut (ou une simple capacité de liaison) avec une faible fréquence de coupure en sortie du mélangeur peut être utilisé pour éliminer la composante continue ainsi qu'une partie des composantes basses fréquences [Raz97].
- Le défaut d'appariement est plus sensible dans ce type de récepteur à cause du fait que la séparation des voies est effectuée directement après le LNA, l'erreur d'appariement est propagée et est amplifiée à travers les étages suivants. Deux composants sont dits appariés si leurs caractéristiques physiques sont identiques du point de vue de leur fonction.

Pour ces raisons, peu de systèmes très performants sont réalisés avec cette architecture.

1.1.3 Récepteur à faible fréquence intermédiaire

Pour éliminer le problème d'«offset» dans les architectures à conversion directe tout en préservant leurs avantages, le signal RF est translaté vers une fréquence intermédiaire faible mais non nulle de valeur égale à une ou deux fois la largeur du canal. Le signal est traité en quadrature directement après l'amplificateur (LNA) afin de séparer par la suite le signal souhaité

1.1 Architectures de récepteurs

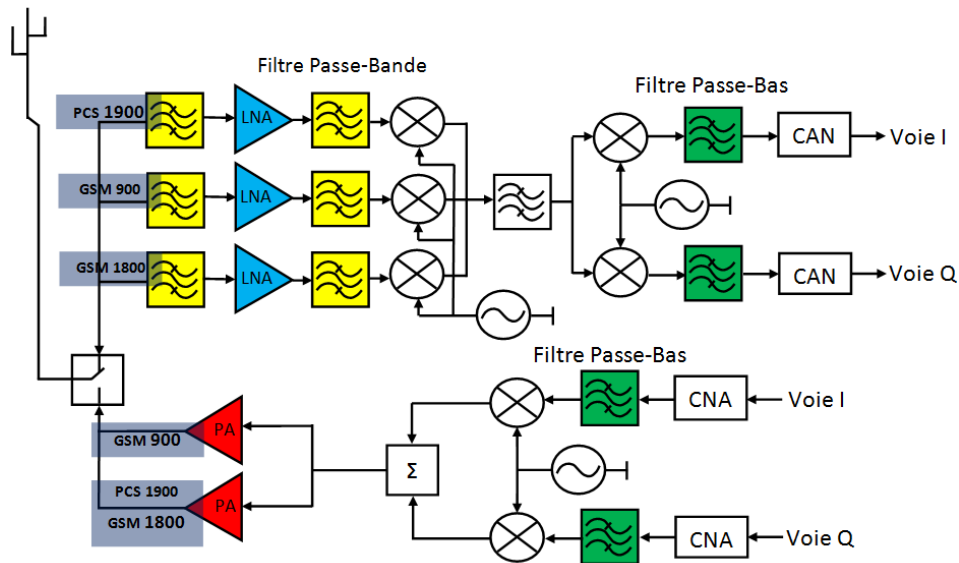


FIGURE 1.5 – Architecture RF d'un émetteur - récepteur multi-bande superhétérodyne.

de son image. La fréquence image est éliminée à l'aide de filtre complexe passe-bande centré autour de la FI ou à l'aide de technique de mélange et d'addition ou de soustraction lors d'une seconde conversion. Les erreurs d'appariement entre les deux voies limitent l'efficacité d'atténuation de la bande image lorsqu'un filtrage complexe est utilisé.

1.1.4 Récepteur multistandard

Dans les architectures multistandards, plusieurs chemins de réception du signal sont utilisés (un par standard) jusqu'au niveau de la première translation du signal dans le cas des standards assez proches (technique de modulation, ...) comme le standard CDMA (**C**ode **D**ivision **M**ultiple **A**ccess) et TDMA (**T**ime **D**ivision **M**ultiple **A**ccess). Le signal est alors traduit vers une même fréquence fixée indépendamment du standard utilisé. Le reste du traitement reste similaire aux architectures citées ci-dessus. Ce type d'architecture requiert une grande variabilité de fréquence pour le premier oscillateur local LO (Fig. 1.5). Dans le cas où les standards sont très différents, on separe complètement les chemins de traitement, un commutateur électronique («switch») permettant d'activer un seul standard à la fois.

Après cette analyse des architectures RF actuelles, nous allons nous intéresser aux différents composants pouvant réaliser les fonctions élémentaires qui concernent le sujet de notre étude à savoir le filtrage, l'oscillateur local. Nous présenterons également l'oscillateur et le mélangeur associé pour une meilleure compréhension de chapitre.

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

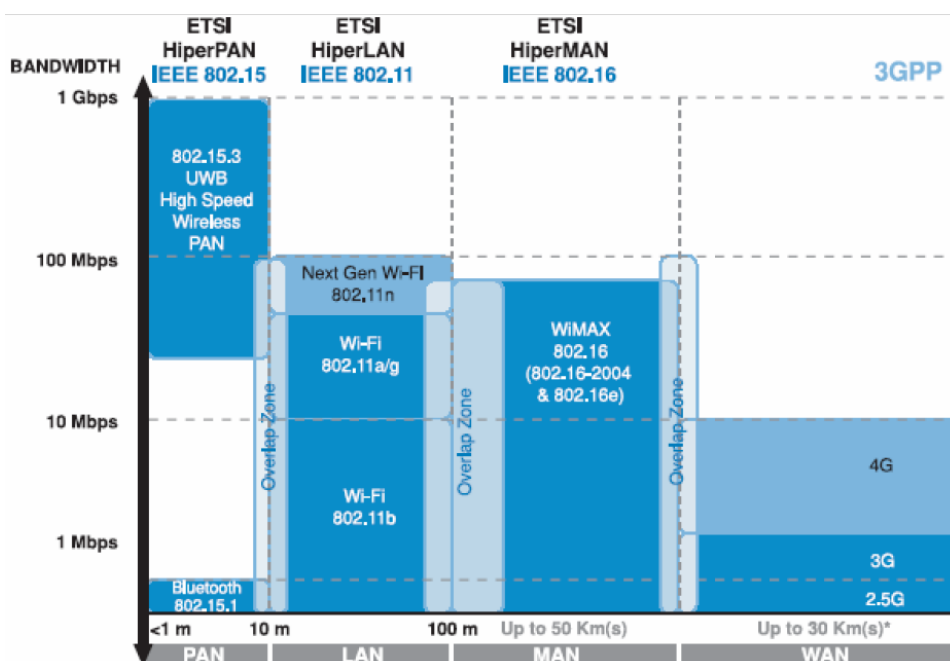


FIGURE 1.6 – Principales normes pour la communication sans fil [INT04].

1.2 Fonctions et spécifications associées

Dans cette section, nous présentons les fonctions électroniques intervenant dans une chaîne de communication et quelques spécifications associées à ces fonctions. Cela permettra de dégager les besoins et les intérêts que pourrait apporter notre composant. Pour permettre une interopérabilité des appareils communicants, plusieurs normes ont été développées. Parmi ces normes on peut citer celles de la famille IEEE 802.x (Fig. 1.6).

Toutes ces normes contiennent une chaîne de réception ou d'émission radio implémentant l'une des architectures décrite dans la Section 1.1, dont les spécifications sont liées entre autres à la gamme de fréquence utilisée et au débit des données transférées. Pour une même norme, on peut avoir plusieurs standards différents suivant le type de modulation choisi. A titre d'exemple, l'application Wi-Fi est décrite par les standards 802.11a, 802.11b et 802.11g [INT04]. Le Tab. 1.1 montre les standards associés à la norme Wi-Fi [IS07].

En fonction des normes utilisées et donc généralement de l'architecture fixée par cette norme, plusieurs spécifications sont précisées pour les différentes fonctions électroniques qui sont les filtres, les mélangeurs, les oscillateurs, les amplificateurs de puissance, etc. L'un des buts de notre étude est de servir de base pour la conception des futurs composants répondant à ces spécifications.

1.2 Fonctions et spécifications associées

Standard Wi-Fi	Fréquence centrale	Technique de modulation
802.11a	5 GHz	OFDM
802.11b	2.4 GHz	DSSS
802.11g	2.4 GHz	OFDM

TABLE 1.1 – Aperçu du standard Wi-Fi.

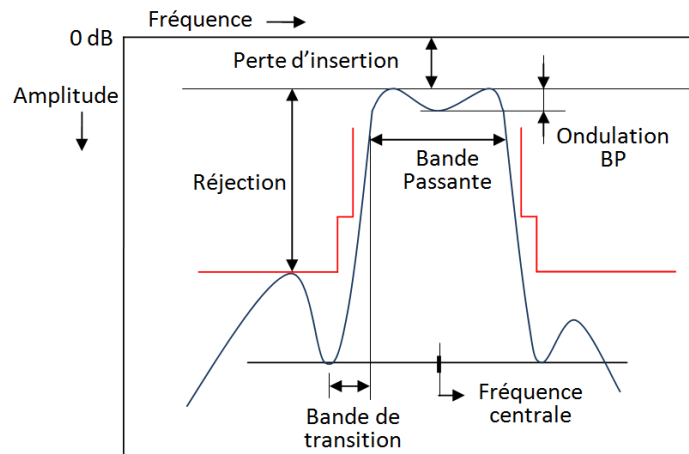


FIGURE 1.7 – Paramètres importants pour la spécification d'un filtre passe bande.

1.2.1 Filtres

La fonction principale d'un filtre consiste à atténuer ou à transmettre le signal en fonction de sa fréquence. Le gabarit d'un filtre indique, pour chaque valeur de fréquence, la transmission ou l'atténuation minimale du signal pour chaque fréquence. Il existe plusieurs types de filtres mais on ne s'intéressera qu'aux filtres passe-bande qui sont les plus fréquents dans les architectures décrites.

Les caractéristiques importantes pour un filtre passe bande sont la fréquence centrale, la largeur de la bande passante, la réjection hors bande, le taux d'ondulation de la transmission dans la bande passante («ripple») et la perte d'insertion dans le cas où le filtre est passif. Ces paramètres sont reportés sur la Fig. 1.7.

Le bruit de phase, le facteur de qualité et la dépendance en température ne sont pas des facteurs critiques pour les filtres, contrairement aux oscillateurs de référence que nous verrons plus loin dans ce chapitre (Section 1.2.2).

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

Standards	Fréquences de fonctionnement
GSM900	Tx : 890-915 MHz Rx : 935-960 MHz
WCDMA-UMTS	Tx : 1920-1980 MHz Rx : 2110-2170 MHz
Zigbee	2.4 GHz
Bluetooth EDR	2.402-2.48 GHz
Wi-Fi	2.4-2.497 GHz 5.15-5.35 GHz 5.47-5.825 GHz
Wi-Max	2-66 GHz

TABLE 1.2 – Bandes de fréquence des normes les plus couramment utilisées.

1.2.1.1 Filtrage large bande

Les filtres **large-bande** sont généralement situés juste après l'antenne. Ces filtres effectuent le filtrage de la bande utile de la norme c'est à dire qu'ils atténuent tous les signaux qui ne correspondent pas à la gamme de fréquences couverte par la norme. A titre d'exemple, cette bande s'étale de 2400 MHz à 2483.5 MHz pour la norme IEEE 802.11b (Wi-Fi-Europe). Le Tab. 1.2 donne la gamme de fréquence des normes les plus couramment utilisées.

1.2.1.2 Filtrage de canal direct

Le filtre de canal doit transmettre uniquement les échanges de données du canal choisi ce qui induit des contraintes fortes de sélectivité. Plus la transition entre la bande passante et la bande non passante est raide, plus le filtre est sélectif. La largeur de la bande croît généralement avec la fréquence centrale. Plus cette largeur est importante, plus le débit de signal envoyé est important. Le filtrage de canal est sujet à un grand compromis. Plus la vitesse de transfert des données est grande, plus le canal doit être large. A l'inverse, si on veut faire communiquer plus d'appareils simultanément dans la même zone, il faut plus de canaux dans la bande de fréquence ce qui réduit la largeur du canal pour une gamme de fréquence constante. Pour les normes citées dans le Tab. 1.2, le Tab. 1.3 donne les valeurs des canaux.

1.2.2 Oscillateurs

L'oscillateur sert à générer un signal à une fréquence donnée. Le signal issu de l'oscillateur est généralement utilisé pour maintenir une référence de

1.2 Fonctions et spécifications associées

Standards	Largeur des canaux	Réjection 1 ^{er} canal adjacent	Réjection 2 nd canal adjacent	Réjection 3 ^{ème} canal adjacent
GSM900	200 kHz	9 dB @200 kHz	41 dB @400 kHz	49 dB @600 kHz
WCDMA-UMTS	4.685 MHz	33 dB @5 MHz	-	-
Zigbee	2 MHz	0 dB @5 MHz	30 dB @10 MHz	-
Bluetooth EDR	1 MHz	0 dB @1 MHz	30 dB @2 MHz	40 dB @3 MHz
Wi-Fi	20 ou 40 MHz	Dépend de la modulation		
Wi-Max	1.25 à 28 MHz	Dépend de la modulation		

TABLE 1.3 – Spécification pour les filtres de canal.

temps permettant la synchronisation de la bande de base ou par le mélangeur pour abaisser la fréquence du signal issue de l'antenne dans le cas de la réception ou pour l'augmenter dans le cas de l'émission. Un oscillateur est un circuit bouclé contenant un étage d'amplification et un résonateur qui joue le rôle de filtre à bande très étroite. La précision en fréquence de l'oscillateur dépend du facteur de qualité du résonateur utilisé. Plus le facteur de qualité est fort plus la fréquence de l'oscillateur est précise. Les applications typiques qui utilisent des références de temps sont les montres (32.768 kHz), les récepteurs TV (27 MHz) et les puces RFID (13 MHz). Dans le cas des standards utilisant plusieurs canaux, ou dans les applications comme la modulation de fréquence (FM), de phase (PM) ou la modulation de la largeur d'impulsion (PWM), on a besoin d'un oscillateur contrôlé pour choisir le bon canal en fonction des paramètres de la communication ou pour réaliser la fonction de modulation. La fréquence d'oscillation est généralement contrôlée par la tension, on parle dans ce cas de VCO (Voltage Controlled Oscillator). Les VCO contiennent des capacités variables (varactors) permettant le décalage de la fréquence dans une plage plus ou moins grande. Les applications qui requièrent plus de stabilité de la fréquence utilisent des oscillateurs et des VCO intégrés dans une boucle fermée appelée boucle à verrouillage de phase (PLL pour Phase Locked Loop). Les paramètres critiques pour un oscillateur sont la précision de la fréquence du signal délivré et le minimum de bruit de phase. Cela impose d'avoir des résonateurs avec un facteur de qua-

Chapitre 1. État de l’art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

lité Q élevé. A titre d’exemple, pour une fréquence de 1 GHz , le facteur de qualité Q doit atteindre 3 000. Pour un quartz, Q est de l’ordre de 100 000 à quelques dizaines de MHz (typiquement 40 MHz) [Vig00], [ABSG⁺06]. Nous pouvons utiliser la règle suivante, bien qu’approximative : en multipliant la fréquence d’un oscillateur quartz par N , le facteur de qualité est approximativement divisé par le même facteur N . Ainsi le produit $Q * F$ est souvent utilisé pour comparer les différents types de résonateurs en cours d’étude (Tab. 1.4) cf. Eq. (1.1) [Vig00], [ABSG⁺06]. Ainsi, pour un oscillateur de fréquence 500 MHz , il faut atteindre un facteur de qualité d’au moins $Q \simeq 16\,000$ pour être compétitif avec les résonateurs quartz.

$$F_{[\text{Résonateur}]} = N.F_{[\text{Quartz}]} \Rightarrow Q_{[\text{Résonateur}]} = \frac{Q_{[\text{Quartz}]}}{N} \quad (1.1)$$

Avec F les fréquences, N le facteur, Q les facteurs de qualité. Un autre critère important pour les oscillateurs est la dérive fréquentielle en température. Dans certains cas, cette dérive en température peut être corrigée par des circuits supplémentaires. Un tel circuit est composé d’une diode mesurant la température et un circuit automatique ou un processeur [6] contrôlant la tension du VCO. Cette diode pourra être placée au plus près du résonateur s’il est intégré et avec une technologie compatible CMOS. Pour permettre un choix de canal aisé, la fréquence de l’oscillateur doit être variable dans une certaine plage (accordabilité). Parfois il arrive que cette plage de fréquence ne soit pas suffisante pour certaines applications comme les récepteurs mobiles multi-bande (multistandards) superhétérodynes décrits dans la Section 1.1.4. Dans ce cas, nous utilisons plusieurs oscillateurs locaux ou nous générons les autres signaux à partir d’un seul oscillateur local par multiplication ou par division de fréquence. Cette dernière solution apporte des problèmes liés aux parasites diminuant ainsi les performances du récepteur. Le fait de pouvoir concevoir plusieurs oscillateurs à des fréquences de fonctionnement différentes dans la même puce réduirait le coût de fabrication et d’assemblage du récepteur. L’accordabilité permet aussi de corriger une éventuelle dérive de la fréquence de résonance due au procédé ou de concevoir des applications multistandard. Un autre point critique dans les applications d’oscillateur de référence est le bruit de phase. Le spectre d’un oscillateur parfait, est un pic centré sur la fréquence centrale (nous ne considérons que les fréquences positives ici). Le spectre d’un oscillateur réel est un pic plus ou moins élargi autour de la fréquence centrale (Fig 1.8). En mélangeant un tel signal avec les signaux issus de l’antenne, nous décalons la fréquence utile dans la gamme des fréquences intermédiaires voulues, mais aussi d’autres fréquences plus ou moins proches de la fréquence utile (relativement à la largeur du spectre). Cela a pour effet de dégrader le rapport signal sur bruit. Ce phénomène peut être observé dans les récepteurs radio, où nous écoutons une autre station que la station choisie en réglant la fréquence.

1.2 Fonctions et spécifications associées

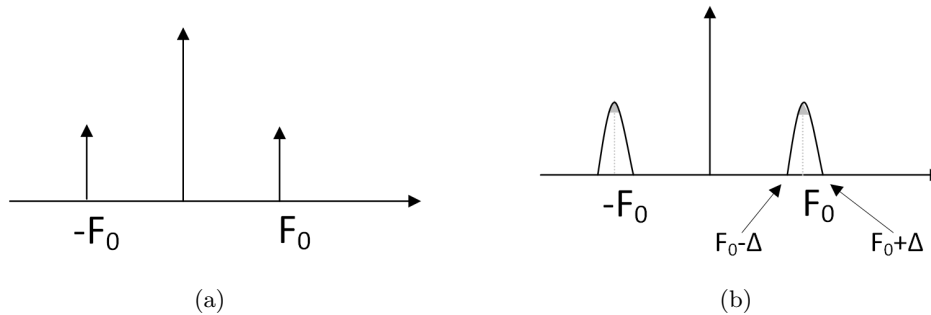


FIGURE 1.8 – Spectre d'un oscillateur idéal (a), spectre d'un oscillateur réel (b).

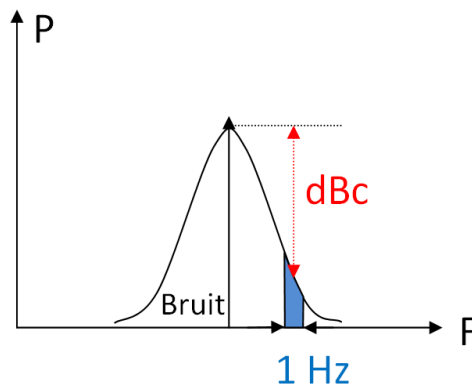


FIGURE 1.9 – Quantification du bruit de phase.

Le bruit de phase est défini comme étant le rapport de la puissance dans une bande passante de 1 Hz S_ϕ d'une fréquence F_m éloignée de la porteuse à la puissance de la porteuse elle-même (Fig. 1.9) :

$$S_\phi = 10 \log \left(\frac{P_n}{P_c} \right) \quad (1.2)$$

en dBc/Hz (dB) par rapport à la porteuse par Hz), avec P_n et P_c en W représentant respectivement la puissance du bruit à un écart de fréquence f dans une bande passante de 1 Hz et la puissance de la porteuse.

A titre d'exemple les principaux paramètres pour les spécifications d'un oscillateur de référence de fréquence 38.4 MHz sont reportés dans le Tab. 1.4 [CD06].

Un exemple de spécifications concernant les VCOs, est reporté dans le Tab. 1.5.

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

Paramètre		Exemple de spécification	Remarques
Fréquence	F_c	$F_c = 38.4 \times N$ MHz (N entier)	Dépendant du standard considéré : 13 MHz (RFID), 27 MHz (TV), 38.4 MHz (WCDMA)
Facteur de Qualité	Q	$Q = 100000/N$ (N entier)	
Tension de polarisation	V_{polar}	< 2.5 V	Voir 1 V selon la technologie choisie
Dérive V_{polar}		Maîtrisée	Pas de brouillage de F_c avec V_{polar} et Dépendance $F_c = f(V_{polar}) \rightarrow$ accordabilité
Plage de température	θ	-40 à +100°C	
Stabilité en température	TCF	± 0.1 ppm/°C	Spécification avec asservissement pouvant rattraper 10 ppm
Bruit de phase		-117 dBc/Hz @400kHz -160 dBc/Hz@20MHz	Spécifications issues du projet STMicroelectronics TUNAMOS
Dérive de F_c due au procédé		30 ppm	
Durée de vie		10 ans	Remarque : Spécification Nokia : 7 ans
Vieillessement		10 ppm	
Impédance d'entrée	Rx	50 Ω	Spécification non critique tant qu'une partie de signal suffisante passe, Adaptation d'impédance possible
Dimensions		Plus petit possible	Quartz : boîtier d'environ 3×3 mm ²

TABLE 1.4 – Exemple de spécification pour un oscillateur de référence 38.4 MHz [CD06].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

	VCO FBAR	M650 VCO SAW	VCO SAW publié	Lamb/MEMS (Objectif)	Unité
Tension d'alimentation	2.4	3.3	3.0	<2.5	V
Courant consommé	22-39	80	35	<20	mA
Fréquence de fonctionnement	2110	622	2488	2000	MHz
Plage d'accordabilité de la fréquence	15	0.4	0.5	> 20-30	MHz
Plage d'accordabilité relative	0.71	0.07	0.02	>1	%
Meilleur bruit de phase @600 kHz	-140.7	-143	-160	-140	dBc/Hz
Facteur de qualité Q	400			1000	
Dimensions	1.49	126	100	0.2	mm^2

TABLE 1.5 – Exemple de spécifications pour les VCOs, utilisant des oscillateurs FBAR, SAW ou MEMS [CDA+06].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

Dans cette section, nous allons aborder les technologies existantes permettant la réalisation des fonctions électroniques décrites dans la Section 1.2. L'Annexe A présente le tableau récapitulatif de l'état de l'art des composants les plus utilisés ou les plus activement étudiés.

1.3.1 Composants passifs discrets

Les inductances et les capacités ont été largement utilisées dans la réalisation des tous premiers circuits de communication notamment pour les fonctions d'oscillateurs et de filtres. L'accordabilité étant un point très important pour l'oscillateur, des inductances et des capacités variables sont utilisés [Reb03], [WHL+05], [YLZ05], [OSI+06], [Sha03]. Ces éléments variables simples à fabriquer, présentent l'inconvénient majeur d'avoir un facteur de qualité limité (notamment celui des inductances). Cette limitation du facteur de qualité réduisait la largeur de bande dans les anciens circuits RF fonctionnant dans la gamme 10 – 40 kHz ce qui a motivé les recherche

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

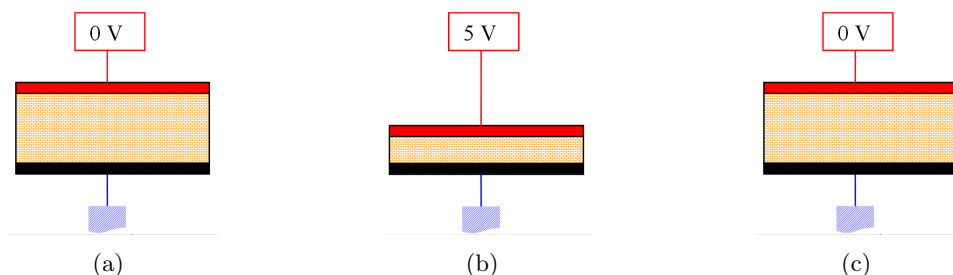


FIGURE 1.10 – Principe de la piézo-électricité.

sur les composants piézoélectriques. Malgré la diminution des pertes (par couplage substrat entre autres) accomplie grâce aux méthodes de fabrication micro-électro-mécaniques, les facteurs de qualité des inductances ne dépassent pas 50 [Reb03]. Par ailleurs, le coût de fabrication et la manipulation délicate des inductances variables rend leur utilisation plus difficile. Des recherches ont permis d'intégrer des composants LC variables mais les procédés de fabrication restent incompatibles avec une intégration sur circuit monolithique [Des07]. Enfin, ces résonateurs LC intégrés de part leurs dimensions conviennent à des fréquences au-dessus de 1 GHz et non à des fréquences d'utilisation autour de $100 - 200\text{ MHz}$. Ces composants sont très peu utilisés dans les architectures cités dans la Section 1.1.

1.3.2 Composants acoustiques

Le principe des composants à ondes acoustiques est d'exciter une couche piézoélectrique généralement prise en sandwich entre deux électrodes. La piézoélectricité [Cad46] est la propriété que possèdent certains corps de générer des charges électriques sous l'action d'une contrainte mécanique et réciproquement de se déformer lorsqu'on leur applique un champ électrique (Fig. 1.10(a), Fig. 1.10(b) et Fig. 1.10(c)).

1.3.2.1 Motivation pour les composants à ondes acoustiques

Les composants à ondes acoustiques sont intéressants à cause de leurs petites dimensions, leur durée de vie relativement longue, leur fiabilité, une bonne stabilité thermique et de leur capacité à travailler dans des environnements agressifs comme une forte radiation ou à des températures supérieures à 700 °C [GH04].

Les ondes acoustiques présentent deux qualités majeures par rapport aux autres ondes [GH04] :

- Une vitesse de propagation très faible (100 000 fois inférieure à la vitesse de propagation de la lumière)

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

- L’excitation des ondes acoustiques dans les matériaux piézoélectriques est beaucoup plus simple et efficace

L’utilisation des ondes acoustiques a commencé avec les filtres en quartz dans les années 1922 avec les travaux de Walter Cady [Kin98]. La première étude de l’interaction entre les ondes acoustiques et les électrons libres (effet acousto-électronique) a été faite par I. G. Shaposhinov en 1941 [Sha41]. Le problème majeur rencontré à cette époque était la nécessité d’appliquer une très haute tension de l’ordre de quelques kilovolts pour obtenir une amplification suffisante du signal électrique dans les dispositifs fabriqués. Ce problème limitait les premiers filtres cristaux à une utilisation en mode pulsé mais pas en DC (courant continu). Le fonctionnement en DC à ces valeurs de tension favorisait beaucoup les parasites et l’échauffement du cristal.

Pour résoudre ce problème, Yu. V. Gulyaev et V. I. Pustovoit ont suggéré en 1964 [GP64] l’utilisation des ondes acoustiques de surface (**SAW** pour **A**coustic **W**ave **R**esonator) pour l’amplification du signal. Le démonstrateur proposé était constitué d’une couche piézoélectrique semi-conductrice. Les ondes SAW se propageant à la surface de la structure, il est plus facile d’accéder au signal électrique généré par le passage de l’onde en disposant des peignes interdigités périodiques à la surface de la couche piézoélectrique. L’utilisation des peignes interdigités pour exciter les ondes de surface a apporté une grande amélioration (Fig. 1.12) mais la dispersion due au processus de fabrication posait d’énormes problèmes comme :

- La réflexion des SAW entre les peignes transducteurs
- L’influence de la masse et de la conductivité électrique des électrodes et donc l’influence de la géométrie des électrodes
- L’influence de la diffraction, de l’absorption et de la dispersion des SAW
- L’influence de la réflexion du signal entre le port d’entrée et de sortie du signal
- L’influence de l’impédance de la source et de la charge
- L’influence due à l’excitation des ondes de volume en plus des ondes de surface
- L’influence des capacités parasites entre le SAW, le substrat, le boîtier (package) et les circuits externes

Diverses solutions ont été proposées pour résoudre ces problèmes dont la solution d’électrode chargée par la capacité [Cad46], [Mas64], [Aul73], [Sha41], [MH77]. En 1968 de nouveaux matériaux piézo-électriques utilisant des ondes SAW non dispersives ont été proposés [Ble68]. Mais c’est dans les années 60 que les études ont été menées pour comprendre les phénomènes physiques liés à l’interaction du champ électrique avec les ondes SAW et les électrons dans les matériaux piézo-électriques, diélectriques, semi-conducteurs et les structures multi-couches semi-conducteurs. Parallèlement les études sur la modélisation débutèrent dans les années 1969 avec

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

K. Ingebristsen [Ing69]. Ingebristsen propose une méthode de calcul des caractéristiques des SAW par le calcul de la constante diélectrique effective. En 1970, Yu V. Gulyaev propose une méthode analytique non linéaire permettant de calculer l'interaction des ondes acoustiques avec les électrons dans les matériaux semi-conducteurs [Gul70].

De nos jours les applications des ondes acoustiques de surface sont nombreuses :

- Filtre passe-bande
- Filtre dispersifs
- Les lignes à retard dispersives
- Les appareils de codage et de décodage utilisés en traitement de signal
- Calcul de la transformée de Fourier rapide
- Les circuits de convolution et de corrélation
- Les amplificateurs et les générateurs
- Les filtres digitaux Nyquist
- Les synthétiseurs de fréquences
- etc.

Le volume total de composants à ondes acoustiques (SAW et BAW) vendu a dépassé 10 milliards en 2003 [GH04].

Dans la section suivante, nous parlerons du principe de fonctionnement des ondes acoustiques. Puis nous aborderons les composants les plus utilisés d'entre eux.

1.3.2.2 Principe de base des résonateurs à ondes acoustiques

Le résonateur est la brique de base pour réaliser les oscillateurs et les filtres. D'un point de vue système, un résonateur est un dipôle entrée/sortie dans lequel le signal entrant par le port d'entrée subit une modification à la sortie. La modification subie par le signal dépend entre autres des grandeurs physiques du signal comme sa fréquence et/ou son amplitude mais aussi des propriétés physiques du résonateur comme les dimensions et les matériaux. Le traitement attendu d'un résonateur est de laisser passer le signal avec le moins d'atténuation possible lorsque sa fréquence correspond à un certain critère, ou au contraire de l'atténuer le plus possible si la fréquence ne satisfait pas le critère défini. Pour atteindre cet objectif, on utilise la résonance mécanique du résonateur dans le cas des résonateurs acoustiques ou électromécaniques (MEMS). Les matériaux constituant le résonateur et ses dimensions sont choisis de telle sorte que sa fréquence propre mécanique corresponde au critère de sélection de fréquence défini. Ce critère est aussi appelé gabarit. Tout signal électrique en entrée est converti en mouvement vibratoire (mécanique) par une couche piézoélectrique [AI] dans le cas des résonateurs acoustiques. Ce mouvement vibratoire subit alors des modifications selon que sa fréquence se rapproche de la fréquence propre du résonateur. Dans le cas où les deux fréquences sont identiques, le maximum

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

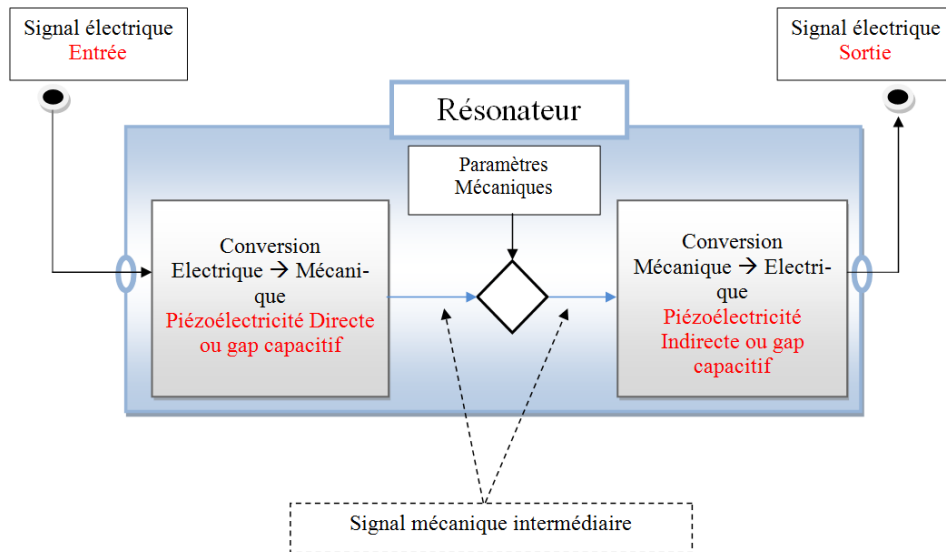


FIGURE 1.11 – Principe d'un résonateur.

d'énergie issue du signal électrique est transformé en énergie mécanique. Dans le cas contraire, le mouvement vibratoire est fortement atténué par le résonateur. L'énergie résultante est transformée en signal électrique de nouveau et délivrée à la sortie du résonateur (Fig. 1.11).

Les performances dépendent fortement des propriétés des matériaux, des dimensions et se résument en quelques paramètres clés qui sont : le facteur de qualité Q , le couplage électromécanique k^2 et l'impédance d'entrée et de sortie Z_e, Z_s du résonateur. Différents matériaux comme le quartz, le silicium mono-cristallin (Si), le poly-silicium ($Poly - Si$), poly-diamant, la silicate d'aluminium ($AlSi$), la nitrure d'aluminium (AlN) et le silicium dopé au germanium ($SiGe$) sont utilisés.

1.3.2.3 Les oscillateurs et les filtres à Quartz

La première utilisation du cristal de quartz en tant que filtre date de 1921 [Cad21]. Le besoin croissant d'envoyer plusieurs messages vocaux simultanément a conduit à l'introduction de fréquences porteuses dans les systèmes de téléphonie en 1916 [Kin98]. Les anciens systèmes qui utilisaient les filtres LC dans la bande 10-40 kHz ne pouvaient pas dépasser une certaine largeur de bande à cause de leur faible facteur de qualité Q . En 1929 W. P. Mason du laboratoire de Bell a développé une méthode permettant d'intégrer les filtres en cristal de quartz dans un réseaux de filtres Lattice LC. Une bande de 60 à 108 kHz a été ainsi atteinte et a permis de multiplexer 12 canaux de voix à cette époque. Ces travaux publiés en 1934 dans [Mas34] ont servi de base à la réalisation des filtres durant les 20 années suivantes. Au milieu des années 1950, de nouveaux systèmes de radiocommunication à bande étroite réalisés

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

avec des filtres en cristal de quartz sont apparus dans le domaine militaire et commercial avec des fréquences plus élevées et stables. Pour concevoir un filtre fiable, le quartz est découpé et mis en boîtier. Selon l'angle de coupe on obtient différentes valeurs de fréquences de résonance dans la gamme 50 – 100 MHz mais avec un très fort facteur de qualité dépassant 100 000 et une stabilité en température entre 10 ppm (partie par million) et 50 ppm pour les oscillateurs (XO pour Crystal Oscillator). Cette valeur est réduite à 1 ppm pour les oscillateurs quartz thermostatés (TCXO pour Temperature Controlled Crystal Oscillator), et 0.001 ppm pour les OCXO (Oven Controlled Crystal Oscillator).

De nos jours le quartz est utilisé comme la référence de temps la plus fiable pouvant être embarquée dans les appareils de communications mobiles et/ou des appareils de taille modeste comme les cartes mère d'ordinateur. A titre d'exemple les horloges de références des circuits numériques (processeurs et/ou périphériques) sont des oscillateurs quartz. Du point de vue fonction électronique, dans un oscillateur quartz le cristal sert au filtrage très sélectif du signal amplifié et donc à fixer la fréquence de cadence du circuit.

Cependant le quartz présente des inconvénients, il n'est pas intégrable en IC (circuit intégré) et peut nécessiter plus de place à cause de ses dimensions élevées (de l'ordre du mm). Donc un coût d'assemblage est à prévoir, ce coût est très élevé pour les récepteurs fabriqués en grande quantité comme les récepteurs des téléphones mobiles. D'autre part, la montée en fréquence peut poser des problèmes. Même si la solution utilisée de nos jours consiste à multiplier ou diviser le signal délivré par un oscillateur quartz par un circuit multiplieur ou diviseur de fréquence, cela pose des problèmes supplémentaires liés à l'amplification ou la propagation des parasites générés par les circuits de multiplication ou de division. Par ailleurs, le coût d'un tel circuit n'est pas négligeable surtout pour des récepteurs fabriqués en série.

1.3.2.4 Composants à ondes acoustiques de surface (SAW)

Un filtre SAW est constitué d'un substrat piézo-électrique sur lequel est déposé des électrodes sous forme de peignes interdigités (Fig. 1.12) pour favoriser l'exploitation des ondes de surface (voir la Section 2.1.2 du Chap. 2).

La période des peignes est en général prise égale à la demi-longueur d'onde $\frac{\lambda}{2}$. Pour faire résonner la structure dans les cas des peignes interdigités deux choix sont possibles :

- Limiter la structure par un découpage à flanc vertical (Fig. 1.12(a))
- Utiliser des réflecteurs (Fig. 1.12(b))

La structure sur les Fig. 1.12(a) et Fig. 1.12(b) présentent un port. Des structures à deux ports sont aussi utilisées (Fig. 1.12(c)) [Hum04].

De nos jours, les filtres SAW sont très utilisés dans la radiocommunication et occupent plus de 90% de la part de marché des composants acousto-

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

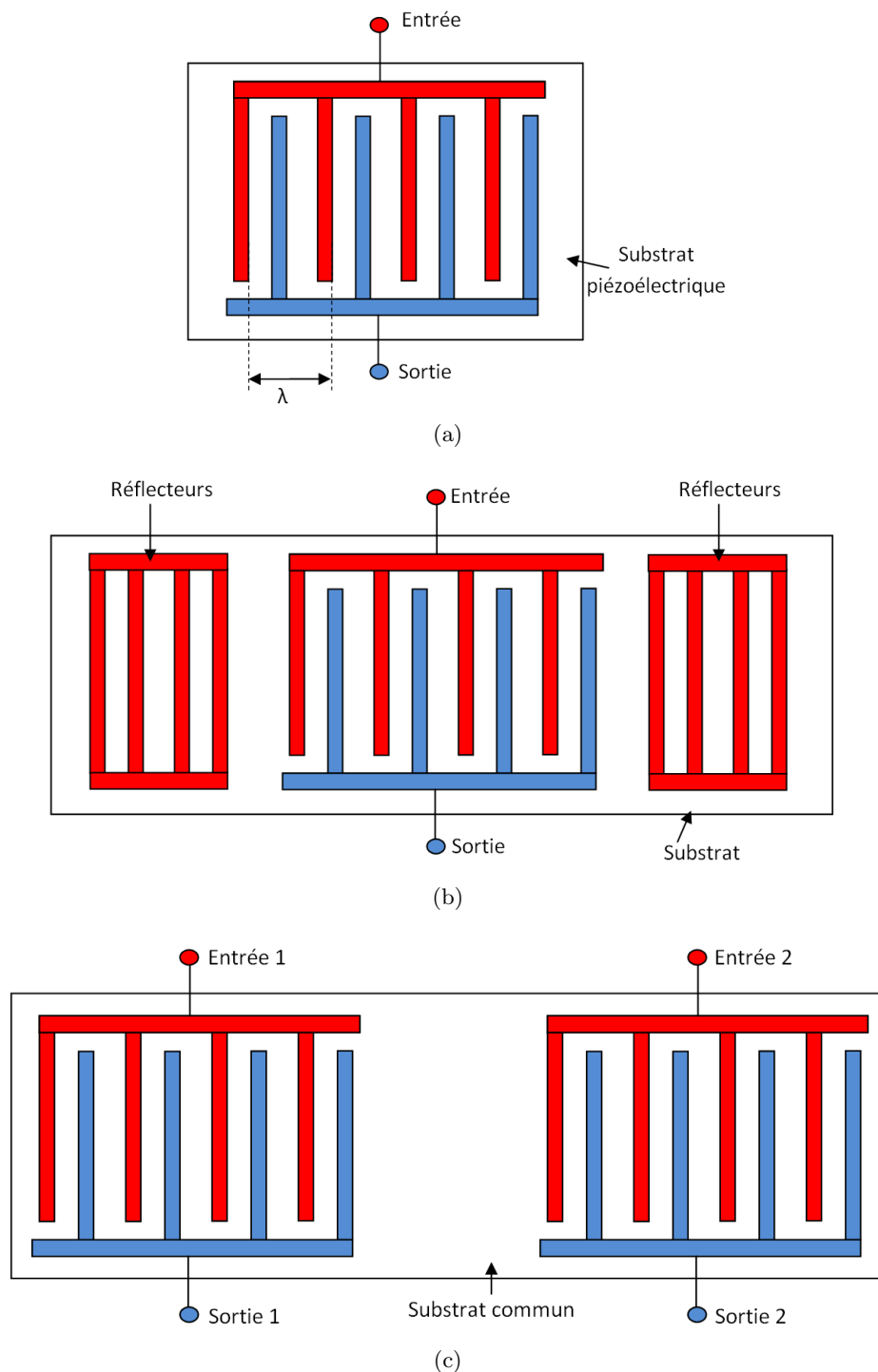


FIGURE 1.12 – Structures basiques de résonateur SAW (a), SAW avec réflecteurs (b), SAW dans la configuration deux ports.

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

électriques. Ce marché s'étend des filtres pour la télévision, les récepteurs radios, les enregistreurs audio et vidéo, les enregistreurs de disques compacts, les lecteurs de musiques, la radiotéléphonie, les réseaux de téléphonie cellulaire et le secteur militaire. L'avantage des SAW est la performance élevée pour un petit boîtier ($2.72 \times 1.27 \text{ cm}^2$ atteint). Le volume de production par an des filtres SAW est estimé à [GH04] :

- Plus de deux milliards de pièces vendues pour les filtres TV en fréquence intermédiaire
- Plus d'un milliard de pièces vendues pour les filtres embarqués dans les appareils audios notamment pour les récepteurs FM d'automobile et les synthétiseurs de fréquence
- Plus de deux milliards de pièces vendues pour les filtres de téléphone cellulaires : filtres RF à 2.5 GHz avec une bande passante de 25 MHz pour le GSM, 34 MHz pour l'EGSM, 75 MHz pour le TCM
- Plus de deux milliards de pièces vendues pour les filtres IF de 70 à 450 MHz avec une bande passante de 300 KHz pour le GSM, 1.25 MHz pour le CDMA, 5 MHz pour le WCDMA

Plusieurs circuits de boucle à verrouillage de phase (PLL pour **Phase Locked Loop**) utilisant des SAW (VCSO pour **Voltage Controlled SAW Oscillator**) ont été réalisés [ICS03].

Parallèlement aux filtres et oscillateurs, les composants exploitant les ondes de surface SAW sont utilisés en tant que capteurs de température, chimiques, de pression, de force, de débit de gaz ou de liquide (Tab. 1.6) et comme capteur d'humidité [NOYF94]. Des composants mémoires utilisant des ondes acoustiques de surface ont été aussi réalisés [TEK95].

L'inconvénient majeur des filtres et oscillateurs SAW est lié au fait qu'ils ne sont pas intégrables. D'autre part, les composants SAW connaissent une forte absorption des ondes de surface (SAW) en haute fréquence dans la structure qui les excite. Cela a motivé les recherches pour les composants à ondes acoustique de volume (**BAW** pour **Bulk Acoustic Wave**) fonctionnant à haute fréquence (2 GHz). Non seulement les résonateurs BAW sont plus petits en taille mais aussi ils ont une meilleure tenue en puissance. Les résonateurs BAW ont une forte croissance pour le marché des résonateurs à fort coefficient de qualité.

1.3.2.5 Résonateurs BAW (Bulk Acoustic Wave)

Le développement des composants BAW a été possible grâce au développement des dépôts de couches minces. Les matériaux piézo-électriques utilisés peuvent être déposés à une température compatible avec le procédé CMOS. En plus de l'intégration, les composants à ondes acoustiques de volume permettent d'atteindre des fréquences très élevées (entre 500 MHz et 10 GHz) avec un facteur de qualité dépassant $Q = 1500$ [LMR95]. Un résonateur BAW est constitué d'une couche piézoélectrique pris en sandwich

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

Paramètres	Grandeur physique	Structure du composant SAW	Sensibilité
Température	Coefficient de température de la vitesse de phase	résonateur	7 kHz/K
Force	Dépendance à la déformation	Double ligne à retard	1800 Hz/N
Pression	Dépendance à la déformation	Résonateur / Membrane	2.5 kHz/ ψ
Accélération	Flexion	Double ligne à retard / Faisceau	3279 Hz/G
Tension	Déformation électrique	Ligne à retard à ondes de Lamb	200 Hz/V
Chimique	Conductivité en surface, raideur, épaisseur ou masse	Ligne à retard	10 kHz/g
Débit	Dépendance en température / Débit thermique	Ligne à retard	142 kHz*min/l

TABLE 1.6 – Quelques caractéristiques des ondes de surface (SAW) utilisés par les capteurs [Buf95].

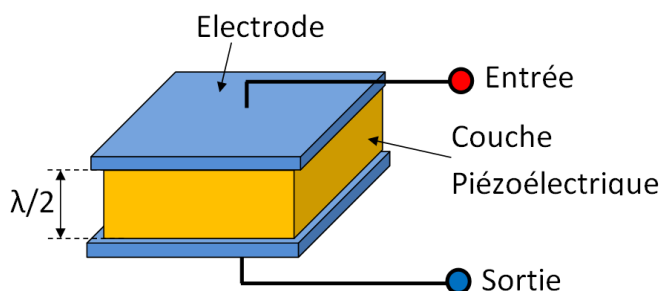


FIGURE 1.13 – Structure de base des composants à onde de volume.

entre deux électrodes d'excitation comme sur la Fig. 1.13.

Dans une telle structure, les ondes se propagent dans le substrat limitant ainsi le facteur de qualité du résonateur. Deux solutions sont utilisées pour limiter cette fuite d'énergie vers le substrat. La première consiste à utiliser une cavité d'air (Fig. 1.14(a) et Fig. 1.14(b)) pour isoler le résonateur de son substrat. Cette solution est appelée **FBAR** (pour **Film Bulk Acoustic Resonator**) [SHKY01]. Cependant la structure reste fixée aux deux extrémités diminuant ainsi l'efficacité des FBAR. Deux procédés de fabrication sont utilisés pour les FBAR :

- Le micro-usinage de volume (Bulk Micromachining) consistant à graver la face arrière de la totalité du substrat (Fig. 1.14(a)).
- Le micro-usinage de surface (ou Surface micromachining). Cette solution utilise une couche sacrificielle qui est éliminée avant la fin du procédé formant ainsi une cavité d'air sous la zone active (Fig. 1.14(b)).

La deuxième solution est basée sur l'utilisation d'un miroir de Bragg et est aussi appelé **SMR** (**Solidly Mounted Resonator**) [DMMP98], [SHKY01] (Fig. 1.14(c)). Le concept du miroir de Bragg est inspiré de l'optique. Son application aux résonateurs a été proposée en 1965 [New65] dans les résonateurs Quartz. En 1995, il fut appliqué aux résonateurs BAW par K.-M. Lakin [LKM95]. Le concept du miroir de Bragg transposé en acoustique consiste à alterner des couches d'impédance acoustique élevée et des couches d'impédance acoustique faible. Pour maximiser le coefficient de réflexion, l'épaisseur de chaque couche doit être égale au quart de la longueur d'onde $\frac{\lambda}{4}$ de l'onde se propageant dans la couche (Fig. 1.15). Dans la pratique deux à quatre alternances suffisent pour obtenir plus de 99% de réflexion de l'onde par le miroir.

L'utilisation du miroir de Bragg est plus répandue à cause de la simplicité de sa mise en oeuvre comparé à une technologie de formation de membrane, une plus grande compatibilité avec le procédé de fabrication CMOS et du fait qu'il est moins fragile à manipuler. Du fait de sa meilleure dissipation thermique, les BAW sur miroir supportent des niveaux de puissance plus élevés que dans le cas des membranes [HMR⁺09].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

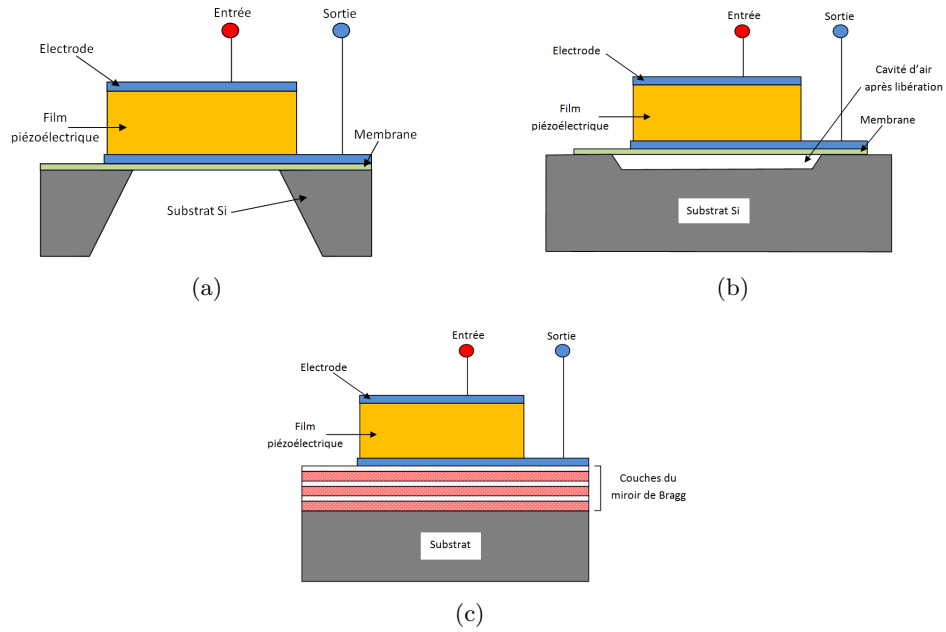


FIGURE 1.14 – Les différentes isolations pour les résonateurs à ondes de volume (BAW).

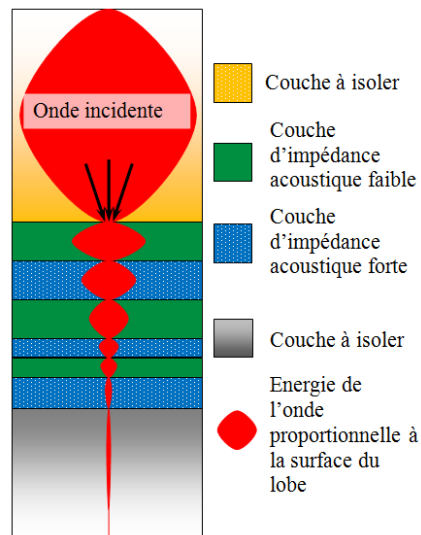


FIGURE 1.15 – Exemple de miroir de Bragg.

Chapitre 1. État de l’art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

D’après [GH04], autour de deux milliards de pièces BAW (incluant les oscillateurs quartz utilisant également des ondes acoustiques de volume) sont vendues par an pour :

- Les montres
- La radio télécommunication et la téléphonie
- Le GPS
- Le contrôle et la mesure technique
- Le service d’urgence et de secours (Kospas, SARSAT)
- Les fusés et l’aérospatial

Cependant, les filtres BAW ne sont pas adaptés au filtrage de canal à cause de leur importante largeur de bande. Actuellement les techniques de dépôt ne permettent pas de concevoir des filtres BAW à des fréquences intermédiaires (moins de 300 MHz). Pour toutes ces raisons les filtres BAW sont utilisés en tant que filtre d’antenne (le filtre qui suit directement l’antenne) cf. Section 1.1.

1.3.2.6 Résonateurs à ondes de Lamb et à ondes guidées

L’objectif de cette thèse étant l’étude des résonateurs à ondes de Lamb et à ondes guidées, nous consacrons une section entière à leur introduction (Section 1.3.4).

1.3.3 Résonateur MEMS

Les résonateurs électromécaniques utilisent principalement un actionnement électrostatique ou piézoélectrique. Ils présentent un fort facteur de qualité et ont l’avantage d’être intégrables. Différents modes définis par la géométrie du résonateur sont exploités dont le mode de flexion et le mode de volume. Pour détecter le signal, plusieurs techniques sont utilisées, parmi elles :

- La détection capacitive qui a l’avantage d’être plus simple à mettre en œuvre, nécessite une tension DC de polarisation V_{DC} . Cette tension peut être utilisée pour apporter une légère accordabilité au circuit [PAA03]. L’accordabilité apportée peut être utilisée pour ajuster la fréquence après la fabrication ou pour compenser la dérive en température [HSPA05], [HSPA06]. D’autre part, la modulation due à la tension de polarisation peut être utilisée pour faire du résonateur un mélangeur bande étroite [WN04] ou pour activer et désactiver le composant.
- La détection MOS-FET est basée sur la technologie MOS-FET et la résonance mécanique. La montée en fréquence exige la diminution des dimensions des résonateurs MEMS. Cette diminution de taille rend difficile la détection capacitive. La technique MOS-FET améliore la détection du signal par leur potentialité à amplifier le signal (gain du

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

transistor) [Abe07]. Cependant la conception des résonateurs à détection MOS-FET est complexe à étudier analytiquement et le procédé de fabrication est assez complexe à mettre en oeuvre.

Un des avantages des MEMS est la possibilité de définir la fréquence centrale par la géométrie latérale, ce qui rend possible la fabrication de puces multi-fréquence sur la même plaque.

1.3.3.1 Résonateur électromécanique à actionnement électrostatique

Parmi les résonateurs à actionnement électrostatique, on distingue les modes de flexion pour les basses et moyennes fréquences (en dessous de 200 MHz) et les modes de volume permettant d'atteindre des fréquences élevées de l'ordre du gigahertz [JBFN04]. La fréquence de ces types de résonateurs dépend de la raideur k et de la masse de la poutre vibrante :

$$F_R = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{k}{Ms}}, \quad k \text{ étant la raideur, } M \text{ la masse.}$$

Cette technique de détection utilise deux électrodes excitées par le signal RF entre lesquelles est placée une plaque vibrante polarisée. La vibration de la plaque centrale modifie les capacités vues par le signal d'excitation en changeant la distance inter-plaques aussi appelée gap capacitif ou entrefer. Si la fréquence du signal d'excitation correspond à la fréquence propre de la plaque polarisée, il subit alors moins d'atténuation. La force d'excitation créée par le signal est proportionnelle à la surface en regard entre les plaques et dépend des tensions de polarisation V_{DC} et d'excitation V_{AC} .

$$F = S \cdot (V_{DC}^2 + 2V_{DC}V_{AC} \sin \omega t + V_{AC}^2 \sin^2 \omega t) \quad (1.3)$$

avec S , la surface en regard des plaques, V_{DC} , la tension de polarisation, V_{AC} , la tension d'excitation et ω , la pulsation du signal d'excitation.

Résonateurs à mode de flexion

Les premiers résonateurs électromécaniques exploitant des poutres simples en flexion ont été réalisés en 1996 [BCN96]. Ce résonateur est constitué d'une poutre en silicium polycristallin encastrée aux deux extrémités, vibrant entre deux plaques. Un soin tout particulier à la conception des ancrages de la partie mobile du résonateur doit être pris afin de limiter les pertes aux ancrages (dans certaines configurations, cette poutre est fixée par l'intermédiaire d'un bras [Dem03]). Le signal RF est appliqué entre les deux plaques comme le montre la Fig 1.16. Le couplage électromécanique du dispositif augmente en diminuant le gap entre la poutre vibrante centrale et les plaques ou en appliquant une tension V_{DC} élevée. La diminution du gap induit néanmoins des complexités technologiques. Pour monter en fréquence il est souvent nécessaire de considérer non pas la fréquence fondamentale du

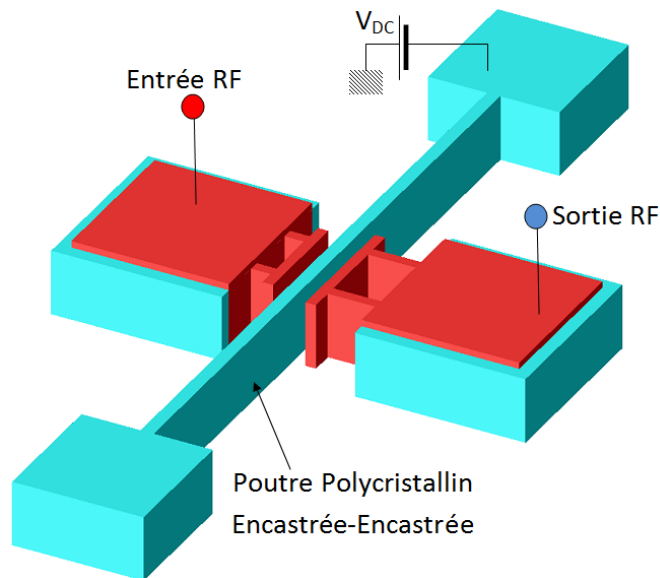


FIGURE 1.16 – Résonateur à mode de flexion latérale encastré-encastré [Dem03].

résonateur mais ses harmoniques. Ce type de dispositif comporte quelques limitations :

- Malgré la diminution des dimensions et l'utilisation d'harmoniques supérieures, ces résonateurs restent limités aux applications basses fréquences de 10 kHz à 100 MHz . La diminution des dimensions augmente la complexité du composant,
- Leur utilisation nécessite une encapsulation sous vide qui peut être coûteuse et complexe à réaliser. En effet, ce type de résonateur impose de grands déplacements allant jusqu'au tiers du gap. Ce déplacement est d'autant plus important que les frottements dans l'air, dégradant ainsi les performances du dispositif,
- Ces dispositifs présentent des impédances (liées à la résistance motionnelle R_M) très élevées (de l'ordre de quelques dizaines de $k\Omega$), loin des $50\ \Omega$ classiques à cause de leur grande capacité statique C_0 .

Le dispositif de la Fig. 1.17 a été proposé en 2003 par Mustafa U. Demirci et Clark T.-C. Nguyen [Dem03] permettant de réduire la résistance motionnelle, d'augmenter les performances en terme de tenue en fréquence et de faire des conversions de ports (multi-port). Pour réduire les pertes aux ancrages, les points d'ancrage de la poutre vibrante sont placés au niveau des nœuds de vibration (points où la vibration est constamment presque nulle) cf. Fig. 1.18.

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

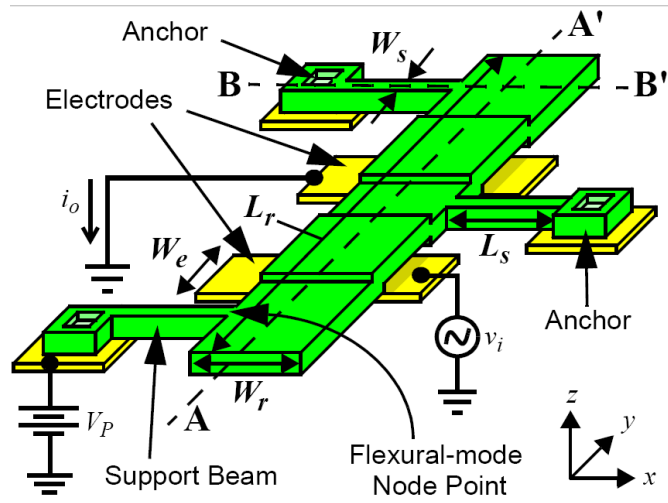


FIGURE 1.17 – Schéma d'un résonateur exploitant le mode de flexion [Dem03].

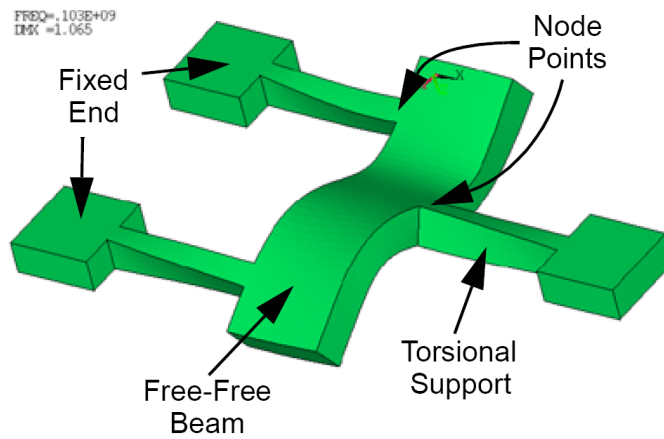


FIGURE 1.18 – Déformation du résonateur exploitant le mode de flexion de la Fig. 1.17 [Dem03].

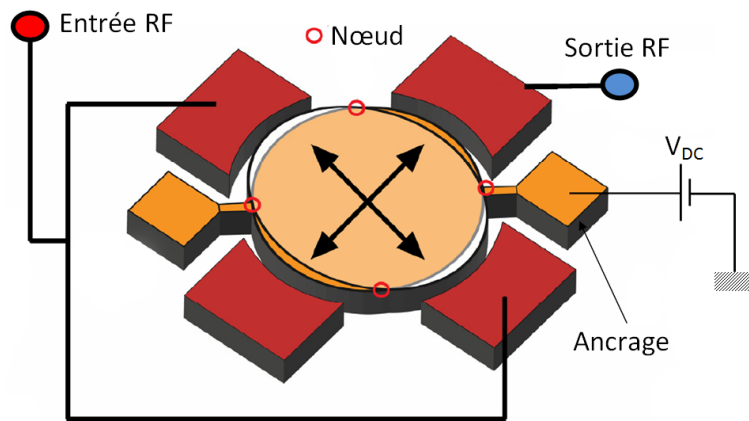


FIGURE 1.19 – Schéma d'un résonateur exploitant le mode Lamé [WRN03].

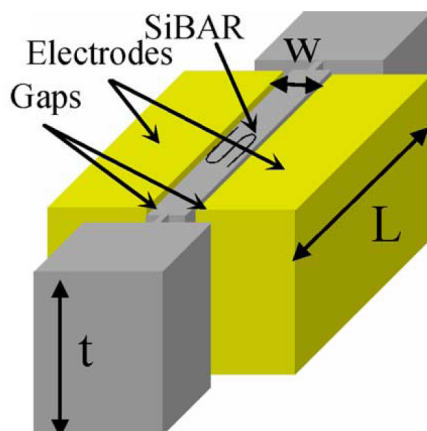


FIGURE 1.20 – Résonateur à mode de volume SiBAR [PHA07].

Résonateur à mode de volume ou mode Lamé

Le principe de ce résonateur est le même que celui du mode de flexion. La poutre vibrante encastrée aux deux extrémités est remplacée par un disque ou une plaque. Le disque est encastré aux points correspondant à un minimum de déplacement (les nœuds de vibration) permettant de minimiser les pertes aux ancrages. L'avantage de ce type de résonateur est la montée en fréquence jusqu'au gigahertz [WRN03]. Cependant en haute fréquence, l'amplitude de vibration du disque devient faible et difficilement détectable. A cause de la conservation du volume du disque vibrant, ce type de résonateur présente une dissipation thermo-élastique faible [Abe07].

Le résonateur SiBAR (Silicon Bulk Acoustic wave Resonator) cf. Fig. 1.20 a été conçu pour permettre d'exploiter les avantages de la détection capacitive (un fort facteur de qualité, etc.), tout en permettant de monter en fréquence et de réduire la résistance motionnelle comme pour les FBAR [PHA07] présentés dans la Section 1.3.2.5.

1.3.3.2 Résonateurs électromécaniques à actionnement piézoélectrique

L'actionnement piézoélectrique permet d'augmenter le couplage électromécanique en choisissant un matériau piézoélectrique à fort coefficient de couplage comme l'*AlN* ou le *PZT*. Plus le coefficient de couplage est élevé moins il faut une tension d'activation pour une même quantité de courant de sortie [GTCB⁺09]. Par ailleurs, il n'est pas nécessaire d'avoir une tension de polarisation V_{DC} . Certains dispositifs utilisent la tension de polarisation pour obtenir une tunabilité restant faible. Une plage d'accordabilité de $6kHz$ pour une fréquence de fonctionnement de $F_c = 719 kHz$ a été mesurée sur le dispositif de la Fig. 1.21 par application d'une tension variant de 0 à 20 V

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

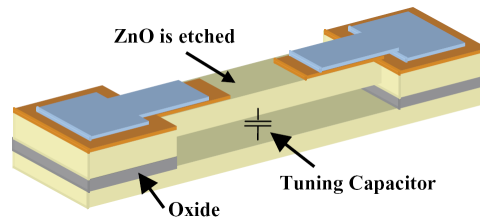


FIGURE 1.21 – Exemple de résonateur MEMS piézoélectrique [PAHA04].

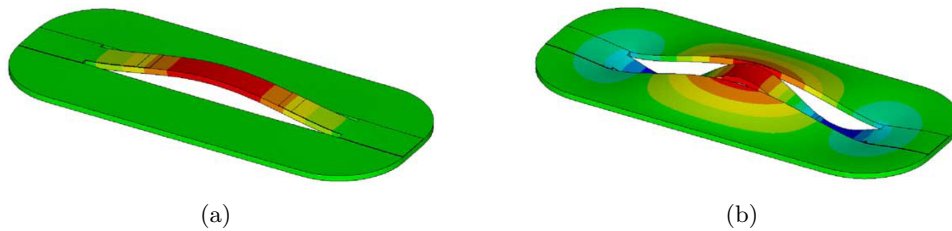


FIGURE 1.22 – Déformation du mode fondamental (a) et de l'harmonique d'ordre 3 (b) du résonateur de la Fig. 1.21 [PAHA04].

[PAHA04].

La poutre dont le comportement est très similaire à celui d'une plaque, est conçue avec un matériau piézoélectrique. Les électrodes d'excitation sont directement accolées à la surface de cette poutre. Le signal RF est transformé en signal acoustique sur le port d'entrée faisant vibrer la poutre. Ce signal acoustique se propage vers l'autre extrémité de la poutre et subit une transformation inverse en signal RF de sortie. Lorsque la fréquence du signal électrique correspond à une fréquence de vibration propre de la couche piézoélectrique, l'énergie transmise du port d'entrée au port de sortie est maximale. Comme indiqué sur la Fig. 1.22, les harmoniques d'ordre supérieur peuvent être utilisés pour monter la fréquence. Différents types de résonateurs ont été conçus suivant le même principe d'actionnement (Tab. A.2). Les résonateurs des Fig. 1.23(a) et Fig. 1.23(b) ont été proposés pour la résistance motionnelle à 50Ω [PSB⁺05].

La Fig. 1.24 présente la vue au Microscope Électronique à Balayage (MEB) de la structure.

1.3.4 Résonateurs à ondes de Lamb et à ondes guidées

1.3.4.1 Résonateur à ondes de Lamb

Les ondes Lamb aussi appelées onde de plaque sont des ondes qui se propagent dans les structures minces. Elles sont caractérisées par une longueur d'onde comparable à l'épaisseur de la plaque : $\frac{\lambda}{e} \simeq 1$. Ces ondes ont été mise en évidence par Horace Lamb en 1917 [Lam17]. Comme cela a été

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

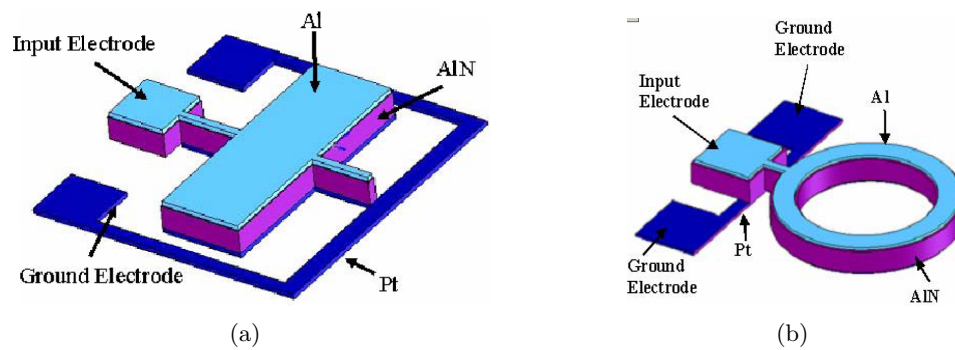


FIGURE 1.23 – Exemple de résonateur MEMS piézoélectrique rectangulaire (a) et en anneau (b) [PSB⁺05].

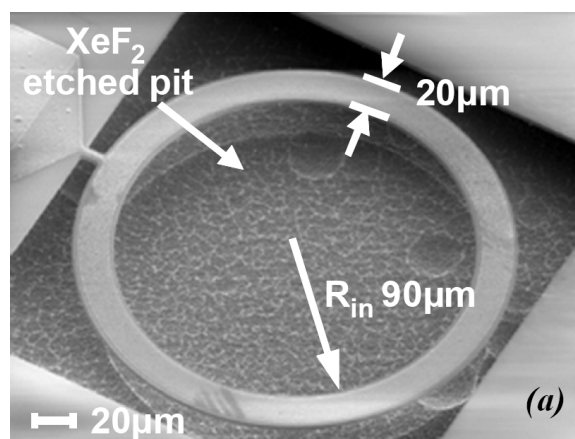


FIGURE 1.24 – Vue MEB du résonateur de la Fig. 1.23(b) [PSB⁺05].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

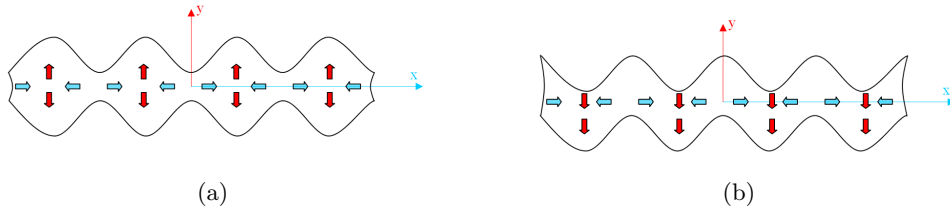


FIGURE 1.25 – Symétrie de déformation des ondes de Lamb : (a) mode symétrique et (b) mode anti-symétrique.

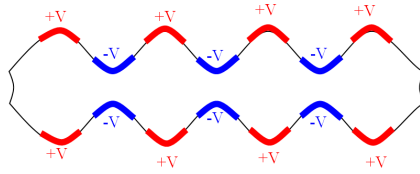


FIGURE 1.26 – Excitation des ondes de Lamb.

évoqué dans les paragraphes précédents, le dépôt de la couche mince a rendu possible l'exploitation de ce type d'onde à relativement hautes fréquences (quelque centaines de Mhz à une dizaine de GHz). Les ondes de Lamb peuvent être classées suivant deux familles selon la symétrie de la déformation de la structure par rapport à l'axe de la plaque : les modes symétriques (Fig. 1.25(a)) et les modes antisymétriques (Fig. 1.25(b)).

Les modes symétriques sont les plus exploités à cause :

- De la simplicité d'exploitation du fait qu'il est plus simple de réaliser des structures micro-électroniques symétriques
- Du couplage plus fort des modes symétriques dans l' AIN .

Pour optimiser le couplage électromécanique du mode de vibration choisi, les électrodes d'excitation sont placées comme suit :

- Les électrodes positives (respectivement négatives) sont placées sur les maximums de vibration (respectivement minimum de vibration).
- Les nœuds de vibration (points où l'amplitude de la vibration est constamment presque nulle) sont évitées

Un des avantages majeurs de ce genre de dispositif est le fait de pouvoir définir la fréquence par la géométrie. Cela permet la fabrication de filtres fonctionnant à des fréquences différentes dans la même puce (multistandard).

Le résonateur de la Fig. 1.27 [RRB⁺01] et la Fig. 1.28(a) sont des exemples de dispositif exploitant les ondes de Lamb. Sur la Fig. 1.27(b), la masse est un plan situé en dessous du résonateur.

Les résonateurs à ondes de Lamb ont été conçus au Leti/Minattec dans le cadre de deux thèses [Vol07], [Des07]. Ces résonateurs utilisent tous une couche piézoélectrique en AIN . Les performances $F_c = 92.64 MHz$, $Q_s = 1830$, $Q_p = 2070$ (mesure dans l'air), $k_t^2 = 0.64\%$ pour un produit $F(GHz) \times$

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

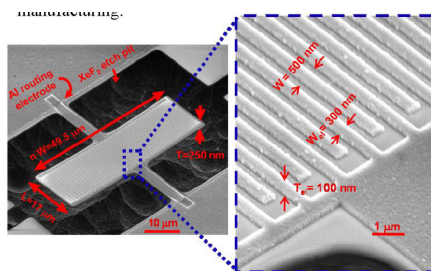


FIGURE 1.27 – Vue MEB d'un résonateur à ondes de Lamb avec des peignes interdigités [RRB+01].

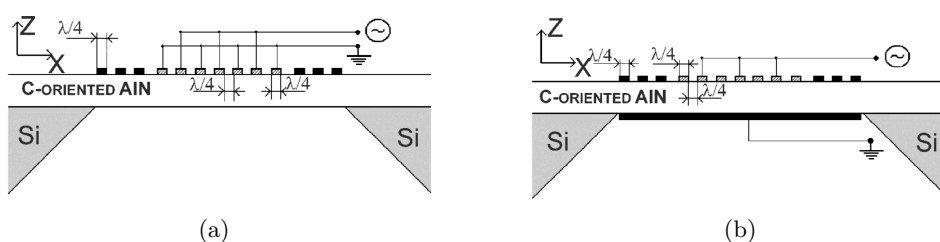


FIGURE 1.28 – Résonateur à onde de Lamb, peignes d'excitation situés au dessus (a), au dessus (+) et en dessous (-) de la couche piézo-électrique (b).

$Q_s = 169$ pour une dimension $L = 100 \mu m$, $h_{AIN} = 1.2 \mu m$ ont été obtenus dans [Vol07](Fig. 1.29(a)). Dans les travaux suivants [Des07], le produit $Q \times F$ a été amélioré : $F(GHz) \times Q_s = 524$ avec $F_c = 243.7 MHz$, $Q_s = 2150$, $Q_p = 2120$ (mesure dans l'air), $k_t^2 < 0.1\%$ pour une épaisseur d'AIN de $h_{AIN} = 1.5 \mu m$ (Fig. 1.29(b)).

1.3.4.2 Résonateur à ondes acoustiques guidées

Les résonateurs à ondes guidées sur miroir de Bragg exploitent des ondes acoustiques guidées de façon similaire aux résonateurs à ondes de Lamb, la

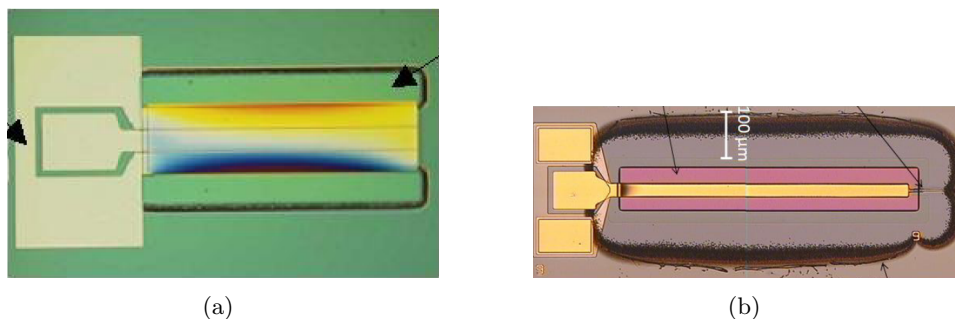


FIGURE 1.29 – Résonateurs à ondes de Lamb réalisés au Leti/Minattec [Vol07], [Des07].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

différence vient du fait que le résonateur est isolé du substrat non pas par une cavité d'air mais par un miroir de Bragg. Ce composant innovant rassemble les différentes technologies et méthodologies de conception inspirées des résonateurs SAW, BAW et Lamb, comme schématisé sur la Fig. 1.30. Comme pour les ondes de Lamb, l'exploitation des ondes guidées sur miroir de Bragg permet d'adresser une large gamme de fréquence (de quelques centaines de MHz à plusieurs GHz). La technologie miroir de Bragg a atteint une certaine maturité au CEA/Leti avec l'expérience des BAW-SMR. Le miroir de Bragg a une meilleure tenue en température comparé à la technologie sur membrane. La possibilité de concevoir des filtres utilisant des résonateurs à ondes acoustiques guidées, à la fois bande étroite et large bande, permet d'envisager la conception de l'ensemble des filtres (filtres d'antenne et de canal) d'un récepteur RF fonctionnant entre $100 MHz$ et $5 GHz$. En plus de la possibilité de concevoir plusieurs récepteurs avec des fréquences différentes sur la même plaque, les résonateurs à ondes acoustiques guidées peuvent être facilement co-intégrés avec les résonateurs BAW suivant le principe du schéma de la Fig. 1.31 [Vol07] :

1. A partir de la spécification concernant la conception du résonateur BAW, les matériaux et les épaisseurs des couches sont fixés
2. A partir des données matériaux et des épaisseurs, et de la spécification pour les résonateurs à ondes guidées, on définit la géométrie des dispositifs à ondes guidées

Les composants à ondes guidées ont été très peu étudiés et aucune réalisation technologique n'a été faite en dehors de nos travaux de thèse. Il n'y avait pas de publications lorsque j'ai commencé ma thèse. A l'heure actuelle, deux publications ont été faites en dehors de nos travaux dans deux brevets : le brevet WO 2006/087496 d'Abdelkrim Khelif *et al.* du CNRS et de l'Université de Franche Comté, publié en août 2006 [KCL06] et le brevet WO 2006/126168 de Robert F. Milsom *et al.* de la société PhilipsTM, publié en novembre 2006 [MVJ⁺06]. Les dispositifs de Khelif *et al.* ressemblent beaucoup à des composants à ondes de surface (SAW) (Fig. 1.32(a)). La différence majeure vient du fait que ces composants sont fabriqués sur un miroir de Bragg omnidirectionnel. Ils ont alors étudié l'isolation des «ondes de surface» dans le cas d'utilisation d'un miroir de Bragg (Fig. 1.32(b)). Milsom *et al.* a mis l'accent sur la conception des électrodes pour améliorer le coefficient de couplage et permettre une transformation d'impédance (Fig. 1.33(a)). Cependant il a eu l'idée d'utiliser toutes les combinaisons d'isolation possibles pour les ondes acoustiques, dont l'utilisation d'une membrane et d'un miroir de Bragg (la Fig. 1.33(b) montre l'exemple d'utilisation du miroir de Bragg marqué par le nombre 50).

Chapitre 1. État de l'art des résonateurs micro-mécaniques (MEMS) et acoustiques

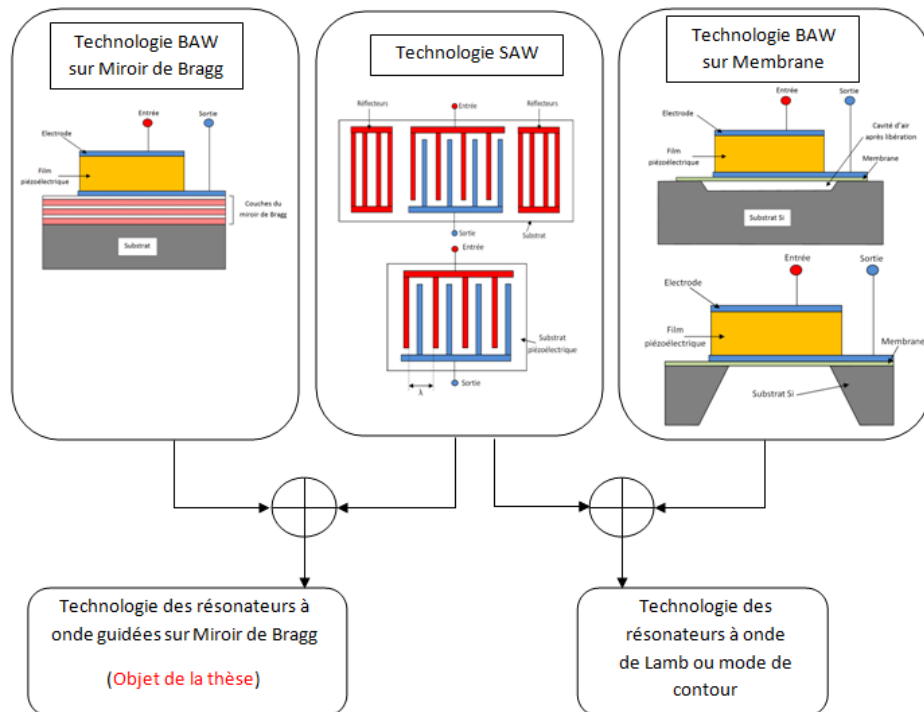


FIGURE 1.30 – Résonateur à ondes guidées.

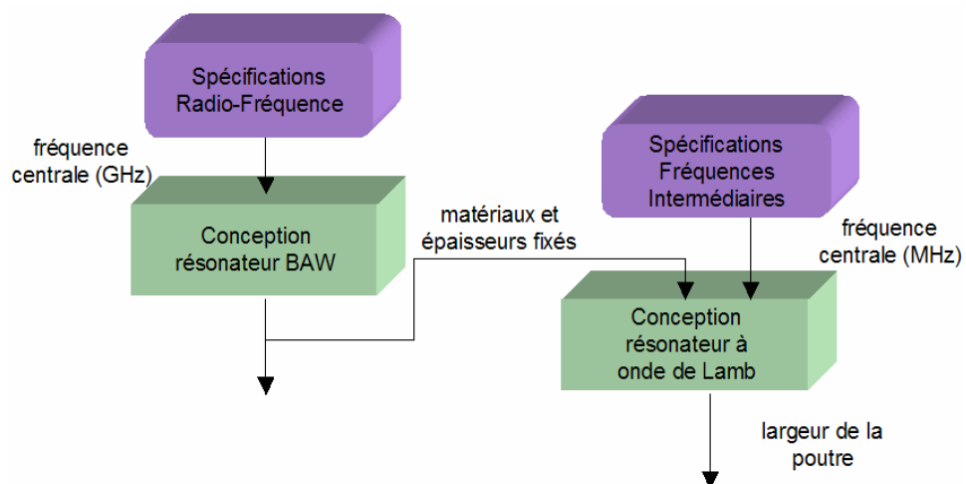


FIGURE 1.31 – Co-intégration des résonateurs BAW et des résonateurs à ondes guidées [Vol07].

1.3 Études des composants réalisant les fonctions

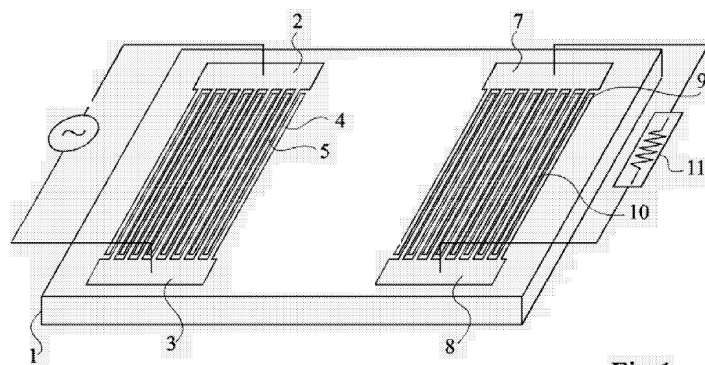


Fig 1

(a)

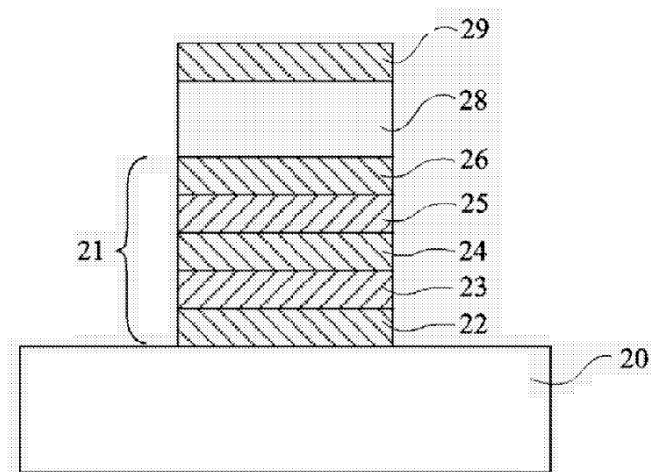


Fig 2

(b)

FIGURE 1.32 – Dispositifs de Khelif *et al.* utilisant : (a) des peignes interdigités semblables aux dispositifs SAW et (b) un miroir de Bragg pour l'isolation [KCL06].

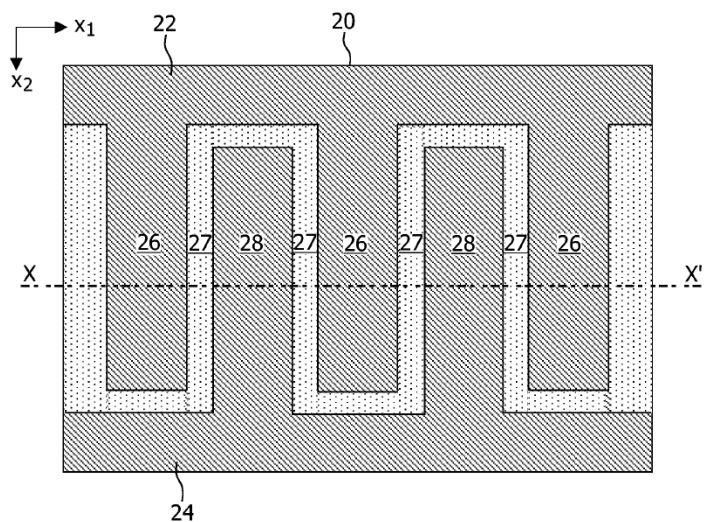


FIG. 4

(a)

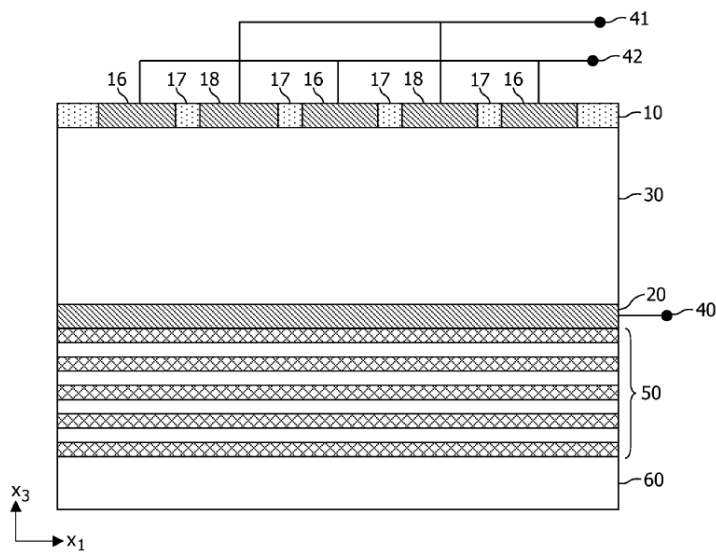


FIG. 5

(b)

FIGURE 1.33 – Dispositifs de Milsom *et al.* utilisant : (a) des peignes interdigités semblable aux dispositifs SAW et (b) un miroir de Bragg pour l'isolation [MVJ⁺06].

1.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de situer l'usage de composants acoustiques dans des architectures RF. Nous avons également vu les différents types de composants, jusqu'aux résonateurs à ondes acoustiques guidées qui font l'objet de ces travaux de thèse. Combinant les avantages des résonateurs à ondes de Lamb (dépendance des caractéristiques aux paramètres géométriques) et étant a priori compatibles avec une technologie BAW-SMR, ces composants nous semblent à la fois intéressants à étudier pour leurs mécanismes physiques originaux et nouveaux, mais également pour cerner leur apport potentiel aux architectures RF.

L'Annexe A présente dans le Tab. A.2, l'état de l'art des composants les plus utilisés ou ceux qui suscitent une recherche très active.

Ainsi donc, le chapitre suivant s'intéressera à la compréhension du fonctionnement de ces résonateurs, tandis que les deux derniers chapitres s'intéresseront à leur mise en œuvre et à leur réalisation.

Deuxième partie

Étude Théorique

Chapitre 2

Ondes acoustiques guidées

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux ondes acoustiques guidées et aux structures permettant de les exploiter. Nous allons tout d'abord étudier l'exemple d'une structure simple constituée d'une plaque homogène infiniment longue. Cette étude nous permettra d'introduire des notions telles que les notions d'ondes guidées ou de courbes de dispersion que nous utiliserons par la suite. Nous présenterons ensuite deux types de structures nous permettant d'exploiter des ondes guidées dans une couche piézoélectrique, réalisables en technologie silicium sans avoir recours à des technologies de membrane : l'une basée sur l'obtention d'ondes naturellement évanescentes dans le substrat et l'autre sur l'utilisation d'un miroir de Bragg acoustique.

2.1 Ondes de Lamb

Les ondes de Lamb, aussi appelées ondes de plaque, se propagent dans une plaque lorsque la longueur d'onde λ est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la plaque dans laquelle elles se propagent : $\frac{\lambda}{e} \approx 1$ ($0.1 < \frac{\lambda}{e} < 10$). La vitesse de propagation des ondes et le nombre des modes présents dans la plaque dépendent de la fréquence d'excitation. Pour pouvoir définir l'empilement technologique, il est nécessaire de connaître précisément les propriétés de dispersion de ces ondes qui dépendent des propriétés élastiques et piézoélectriques du milieu de propagation (anisotropie, hétérogénéité, etc.) et des épaisseurs de l'empilement. Cette section présente les différents types d'ondes (appelés aussi modes de propagation) qui se propagent dans une plaque et la procédure de choix de l'onde pour la conception des dispositifs.

2.1.1 Élasticité linéaire : Loi de Hooke

Dans un milieu élastique et dans l'hypothèse de faibles déformations, une relation tensorielle linéaire lie les contraintes T_{ij} aux déformations mé-

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

caniques S_{kl} :

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

En appliquant la convention de sommation implicite d'indices répétés (convention d'Einstein) l'Eq. (2.1) devient :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad i, j, k, l \in \{1, 2, 3\} \quad (2.2)$$

Les coefficients C_{ijkl} sont les composantes du tenseur de rigidité élastique, appelées aussi constantes de raideur ou constantes d'élasticité. C est un tenseur de rang 4 possédant $3^4 = 81$ termes. Dans la loi de Hooke (Eq. (2.1)), les tenseurs T et S sont symétriques, les C_{ijkl} sont donc invariants par permutation des indices ij ou kl . Ce qui réduit C à 36 termes indépendants. Il est alors courant d'exprimer C par une matrice 6×6 $C_{\gamma\delta}$ en utilisant la convention de condensation des indices $(ij) \rightarrow \gamma$, $(kl) \rightarrow \delta$:

$$\begin{aligned} (11) &\rightarrow 1 & (23) = (32) &\rightarrow 4 \\ (22) &\rightarrow 2 & (13) = (31) &\rightarrow 5 \\ (33) &\rightarrow 3 & (12) = (21) &\rightarrow 6 \end{aligned} \quad (2.3)$$

En présence de faibles perturbations, le milieu subit des transformations réversibles. Dans le cas d'une transformation isotherme, on peut démontrer que les constantes élastiques sont invariantes par permutation des paires d'indices ij et kl d'où la relation de symétrie, dite relation de Maxwell :

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

Il en résulte que la matrice 6×6 des constantes élastiques $C_{\gamma\delta}$ ne possède que 21 composantes indépendantes. Cette matrice des constantes élastiques ou matrice d'élasticité représente le cas le plus général d'un système cristallin de type triclinique ne possédant pas de symétrie particulière hormis la symétrie centrale par rapport à l'origine du trièdre de référence.

Pour un milieu isotrope, toutes les directions de propagation sont équivalentes. On montre donc que la matrice des constantes élastiques ne possède que deux composantes indépendantes, et s'écrit :

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & C_{11} & \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & \frac{C_{11}-C_{44}}{2} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

La composante S_{kl} du tenseur des déformations s'écrit en fonction des déplacements :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.6)$$

La relation tensorielle de l'Eq. (2.2) est équivalente à la relation matricielle [RD96] :

$$T_\gamma = C_{\gamma\delta} S_\delta \quad \gamma, \delta \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\} \quad (2.7)$$

Si nous posons :

$$\begin{aligned} S_1 &= S_{11} & S_2 &= S_{22} & S_3 &= S_{33} \\ S_4 &= 2S_{23} & S_5 &= 2S_{13} & S_6 &= 2S_{12} \end{aligned} \quad (2.8)$$

La section suivante traite l'élasticité dynamique dans l'hypothèse des faibles déformations.

2.1.2 Élasticité dynamique : Propagation

En négligeant les forces de pesanteur et d'inertie à l'intérieur du solide, le principe fondamental de la dynamique appliqué à un élément de volume s'écrit [RD96] :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j = \{1, 2, 3\} \quad (2.9)$$

En remplaçant T_{ij} par son expression de l'Eq. (2.2), nous obtenons l'équation de propagation d'ondes :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad i, j, k, l = \{1, 2, 3\} \quad (2.10)$$

Pour déterminer les ondes qui se propagent dans le milieu étudié, les solutions de l'Eq. (2.10) doivent satisfaire les conditions aux limites. On distingue plusieurs types d'ondes suivant les conditions aux limites (Fig. 2.1) :

- Les ondes planes (Fig. 2.1(a)), lorsque le milieu est illimité
- Les ondes de surface (Fig. 2.1(b)), lorsque le milieu est semi-infini
- Les ondes d'interface (Fig. 2.1(c)), lorsque deux milieux semi-infinis de types différents sont superposés
- Les ondes de Lamb et les ondes de cisaillement horizontales (SH) (Fig. 2.1(d)), lorsque le milieu est une plaque infiniment longue

Les solutions de déplacements particuliers, correspondants aux ondes planes se propageant suivant une direction $\vec{n} = (n_i, n_j, n_k)$ quelconque, sont de la forme :

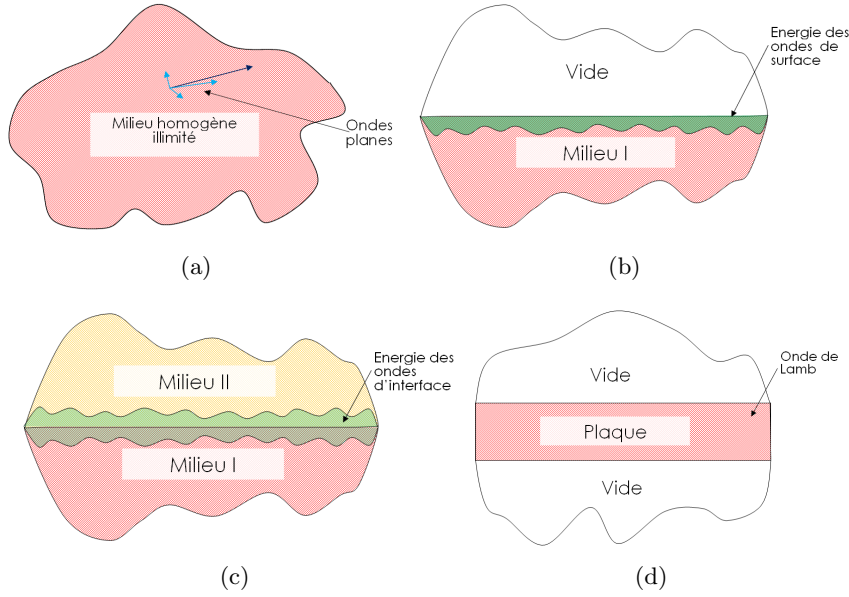


FIGURE 2.1 – Différents types d'onde en fonction des milieux de propagation, (a) ondes planes dans un milieu illimité, (b) ondes de surface à l'interface solide vide, (c) ondes d'interface à l'interface entre deux solides de type différents, (d) onde de Lamb [Lam17] dans le cas d'une plaque infiniment longue.

$$u_i = U_i \times f^{ct} \left(t - \frac{n_j x_j}{c} \right) \quad (2.11)$$

avec U_i l'amplitude maximale du déplacement et c la vitesse de propagation de l'onde. La substitution de la solution Eq. (2.11) dans l'Eq. (2.10) donne l'équation de Christoffel [Aul73] :

$$\rho c^2 u_i = C_{ijkl} n_j n_k u_l \quad i, j, k, l \in \{1, 2, 3\} \quad (2.12)$$

Cette équation est une relation matricielle qui peut être écrite sous la forme d'un problème aux valeurs propres :

$$\Gamma \vec{u} = \rho c^2 \vec{u} \quad (2.13)$$

Les trois valeurs propres (respectivement les vecteurs propres) de la matrice Γ donnent les vitesses de propagation (respectivement les polarisations) des ondes planes. Γ étant symétrique réelle, en l'absence de pertes l'équation a trois solutions orthogonales (une onde quasi-longitudinale dont les déplacements sont quasi-colinéaires à la direction de propagation et deux ondes quasi-transversales dont les déplacements sont quasi-perpendiculaires à la direction de propagation). Les trois valeurs des vitesses de phase, en général

distinctes, sont les racines de l'équation :

$$|\Gamma_{il} - \rho c^2 \delta_{il}| = 0, \text{ où } \delta \text{ est le symbole de Kronecker : } \delta_{il}|_{i=l} = 1, \delta_{il}|_{i \neq l} = 0 \quad (2.14)$$

Dans le cas d'un milieu limité, les solutions de l'équation doivent satisfaire des conditions aux limites.

Les études théoriques sur la propagation des ondes dans une surface libre d'un solide élastique semi-infini ont été réalisées par Rayleigh en 1885 [Ray85]. Dans le cas d'un solide homogène isotrope, il a démontré l'existence d'une onde guidée le long de la surface appelée onde de Rayleigh [Ray85]. Cette onde est polarisée elliptiquement dans le plan sagittal et son amplitude s'atténue sur quelques longueurs d'ondes dans la profondeur du milieu (Fig. 2.1(b)).

En 1911, Love [Lov11] a montré l'existence d'une onde transversale polarisée horizontalement dans une couche déposée sur un substrat semi-infini. Dans le cas de la Fig. 2.1(c), deux solides semi-infinis sont superposés. L'existence d'une onde évanescence simultanément dans chacun des deux solides au niveau de l'interface donne naissance à une onde d'interface mise en évidence par Stoneley en 1924 [Sto24].

Dans le cas d'une plaque, quand l'épaisseur devient du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, les ondes associées aux deux surfaces de la plaque interagissent et donnent naissance aux ondes mises en évidence par Horace Lamb en 1917 [Lam17]. Ces ondes de plaques sont dispersives et ont la particularité de mettre en mouvement la totalité de l'épaisseur de la plaque. Dans la partie qui va suivre nous allons nous intéresser à ces ondes.

2.1.3 Ondes de Lamb, relations de dispersion

Cette section présente le calcul des ondes se propageant dans une plaque mince de matériau homogène et isotrope par la méthode de Viktorov [Vik67]. Comme décrit dans la section précédente (Section 2.1.2), les ondes de Lamb dans un milieu homogène isotrope sont des ondes planes (appelées ondes partielles) satisfaisant les conditions aux limites de la plaque : deux interfaces **solide/vide** (conditions de contraintes normales nulles sur les surfaces de la plaque). Les courbes de dispersion donnent pour chaque longueur d'onde, la fréquence de toutes les ondes qui peuvent se propager dans la structure. Ces courbes dépendent au premier ordre des propriétés des matériaux et de l'épaisseur.

Dans la méthode de calcul proposée par Viktorov [Vik67], le champ de déplacement à l'intérieur du milieu de propagation est décomposé comme la somme d'une onde longitudinale représentée comme le gradient d'un potentiel scalaire Φ et d'une onde de cisaillement représentée comme le rotationnel d'un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$: $\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi + \vec{\nabla} \wedge \vec{\Psi}$. L'étude est faite en deux dimensions (plan (x_1, x_3)). La plaque étudiée est infiniment longue dans les

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

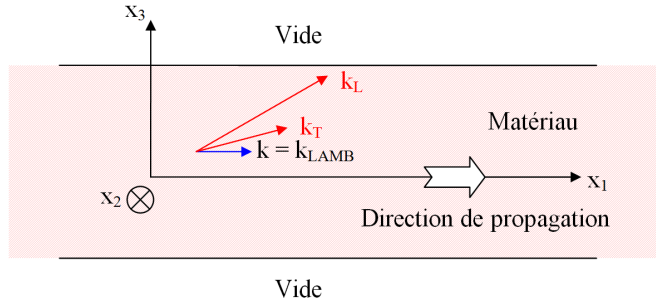


FIGURE 2.2 – Ondes partielles et ondes de Lamb dans une plaque infinie homogène isotrope.

Symbole	Description
$\omega = 2\pi f$	Pulsation de l'onde
k_L	Vecteur d'onde de l'onde partielle longitudinale
k_T	Vecteur d'onde de l'onde partielle transversale
k	Vecteur d'onde de l'onde résultante : onde de Lamb

TABLE 2.1 – Symboles utilisés dans les équations.

directions x_1 et x_2 , d'épaisseur finie d suivant x_3 (Fig. 2.2). Nous allons considérer la propagation d'une onde suivant la direction x_1 . Les potentiels sont invariants par translation dans la direction x_2 , donc toutes les grandeurs physiques ont des dérivées partielles nulles par rapport à la variable x_2 . Les potentiels scalaires et vecteurs ont donc les formes suivantes :

$$\begin{aligned}\Phi &= \phi(x_3)e^{i(kx_1 - \omega t)} \\ \vec{\Psi} &= \vec{\psi}(x_3)e^{i(kx_1 - \omega t)}\end{aligned}\quad (2.15)$$

avec

$$\vec{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}\quad (2.16)$$

En omettant le terme de phase $e^{i(kx_1 - \omega t)}$, l'onde se propageant avec un vecteur d'onde k à la pulsation ω a les composantes du déplacement suivant :

$$u_1 = ik\phi - \frac{\partial\psi_2}{\partial x_3}\quad (2.17a)$$

$$u_2 = -ik\psi_3 + \frac{\partial\psi_1}{\partial x_3}\quad (2.17b)$$

$$u_3 = ik\psi_2 + \frac{\partial\phi}{\partial x_3}\quad (2.17c)$$

Les composantes couplées u_1 et u_3 non nulles décrivent l'onde de Lamb (dans le plan). La composante u_2 est l'onde transverse horizontale polarisée en dehors du plan. En substituant l'écriture de l'Eq. (2.17) du déplacement \vec{u} dans l'équation de propagation (Eq. (2.10)), on obtient pour les composantes polarisées dans le plan (x_1, x_3) :

$$\begin{aligned} C_{11}\nabla^2\phi - \rho\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} &= 0 \\ C_{55}\nabla^2\psi - \rho\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

Notons $k_L = \omega\sqrt{\frac{\rho}{C_{11}}} = \frac{\omega}{C_L}$ et $k_T = \omega\sqrt{\frac{\rho}{C_{55}}} = \frac{\omega}{C_T}$ les vecteurs d'onde des ondes planes longitudinales et transversales qui se propagent dans le milieu respectivement avec les vitesses de phase C_L et C_T . En posant $p^2 = k_L^2 - k^2$ et $q^2 = k_T^2 - k^2$, les Eq. (2.19) se simplifient sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\phi}{\partial x_3^2} + p^2\phi &= 0 \\ \frac{\partial^2\psi}{\partial x_3^2} + q^2\psi &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

donc les potentiels ont la forme de l'Eq. (2.21) :

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_{MAX} \cos(px_3 + \zeta) \\ \psi &= \psi_{2MAX} \sin(qx_3 + \zeta) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Avec ζ imposée par les conditions aux limites. Pour une valeur de ζ donnée, les parités des potentiels ϕ et ψ en fonction de x_3 sont opposées.

Sur les surfaces libres, les contraintes normales et tangentielles sont nulles :

$$T_{33}\left(x_3 = \pm\frac{d}{2}\right) = T_{13}\left(x_3 = \pm\frac{d}{2}\right) = 0 \quad (2.21)$$

Ces conditions imposent deux valeurs possibles pour ζ : $\zeta = 0$ ou $\zeta = \frac{\pi}{2}$.

En substituant ϕ et ψ de l'Eq. (2.21) dans l'Eq. (2.20) pour chacune des valeurs de ζ , nous obtenons un système linéaire de deux équations aux inconnues ϕ_{MAX} et ψ_{2MAX} (amplitudes maximales). Ce système admet des solutions non identiquement nulles si et seulement si son déterminant s'annule :

$$\left(k^2 - q^2\right)^2 \tan\left(\frac{d}{2} + \zeta\right) + 4k^2pq \tan\left(\frac{d}{2} + \zeta\right) = 0 \quad (2.22)$$

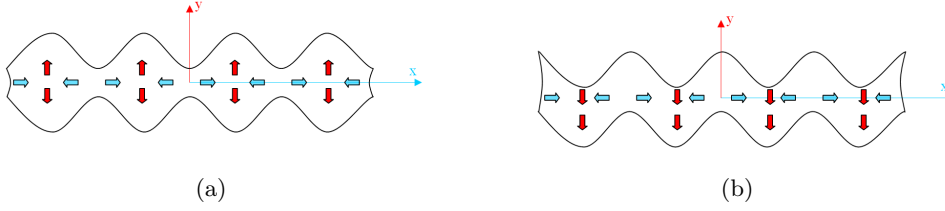


FIGURE 2.3 – Symétrie des ondes de Lamb.

L'Eq. (2.22) est l'équation de dispersion de l'onde de Lamb dans une plaque homogène isotrope. Quand $\zeta = 0$ (u_1 est paire, u_3 est impaire), le mode est symétrique (souvent aussi appelé mode de compression) (Fig. 2.3(a)). Quand $\zeta = \frac{\pi}{2}$ (u_1 est impaire, u_3 est paire), le mode est antisymétrique (souvent aussi appelé mode de flexion) (Fig. 2.3(b)).

En réécrivant l'Eq. (2.22) pour chacune des valeurs de ζ , nous obtenons les équations de dispersion des modes symétriques ($\zeta = 0$) et antisymétriques ($\zeta = \frac{\pi}{2}$) :

$$\begin{aligned} (k^2 - q^2)^2 \tan\left(q\frac{d}{2}\right) + 4k^2pq \tan\left(p\frac{d}{2}\right) &= 0 \\ \text{pour } \zeta = 0 \text{ Mode symétrique} & \quad (2.23) \\ (k^2 - q^2)^2 \cot\left(q\frac{d}{2}\right) + 4k^2pq \cot\left(p\frac{d}{2}\right) &= 0 \\ \text{pour } \zeta = \frac{\pi}{2} \text{ Mode antisymétrique} & \end{aligned}$$

En remplaçant tous les paramètres par leur valeur dans l'Eq. (2.22), nous obtenons l'Eq. (2.24) :

$$\begin{aligned} & \left(k^2 - \left(\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2\right)\right)^2 \tan\left(\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2}\frac{d}{2}\right) \\ + 4k^2 \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_L^2}\right) - k^2} \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2} \tan\left(\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_L^2}\right) - k^2}\frac{d}{2}\right) &= 0 \quad (2.24) \\ & \text{pour } \zeta = 0 \text{ (Mode symétrique)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(k^2 - \left(\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2\right)\right)^2 \cot\left(\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2}\frac{d}{2}\right) \\ + 4k^2 \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_L^2}\right) - k^2} \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_T^2}\right) - k^2} \cot\left(\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{C_L^2}\right) - k^2}\frac{d}{2}\right) &= 0 \quad (2.25) \\ & \text{pour } \zeta = \frac{\pi}{2} \text{ (Mode antisymétrique)} \end{aligned}$$

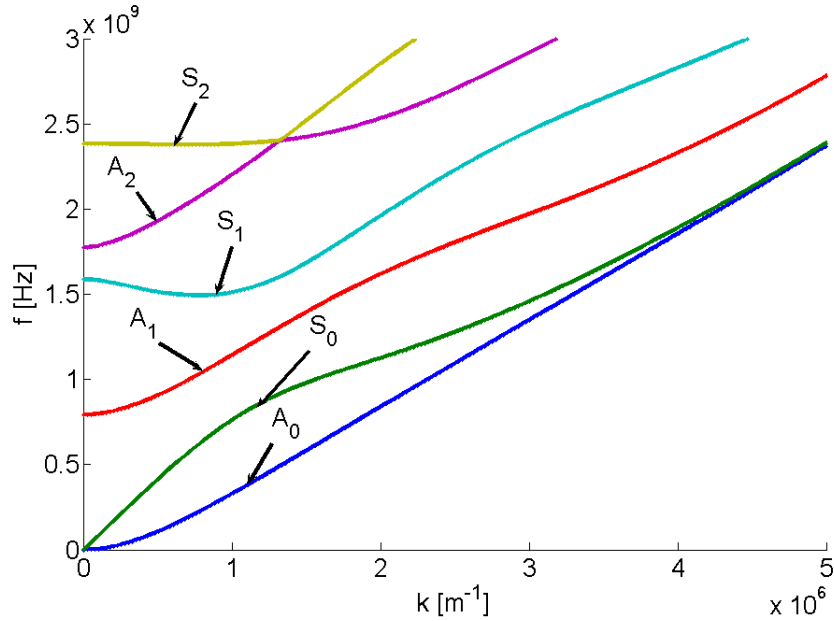


FIGURE 2.4 – Dispersion des ondes de Lamb dans une plaque de silicium.

avec $k = k_{Lamb}$.

Nous cherchons les couples **vecteur d'onde** \leftrightarrow **pulsation** (k, ω) qui satisfont les Eq. (2.24) et Eq. (2.25). La résolution est faite numériquement à cause de la complexité des équations. Le tracé de la courbe des fréquences $f = \frac{\omega}{2\pi}$ en fonction du vecteur d'onde $k = k_{Lamb}$ est appelé courbe de dispersion.

La Fig. 2.4 correspond aux courbes de dispersion d'une plaque de silicium (Si) dont les caractéristiques élastiques sont : $C_{11} = 164 \text{ GPa}$, $C_{13} = 5 \text{ GPa}$, $C_{55} = \frac{C_{11} - C_{13}}{2} = 79.5 \text{ GPa}$ et $\rho = 2330 \text{ kg/m}^3$. Ces expressions considèrent que le silicium est isotrope, ce qui est une approximation permettant de simplifier les calculs. En effet le silicium a une structure cristalline de type cubique.

Sur la Fig. 2.4, nous pouvons voir qu'il y a plusieurs courbes de dispersion correspondant à différents modes à cause de la périodicité des fonctions trigonométriques (tan et cot). Ces modes sont classés en deux grands groupes : les modes symétriques (ou modes S) et les modes antisymétriques (ou modes A). Nous pouvons également remarquer que les deux premiers modes (A_0 en bleu, S_0 en vert), à l'inverse des autres, existent quelle que soit la fréquence (les courbes A_0 et S_0 commencent à l'origine des axes : $f = 0$ et $k = 0$). Les autres modes n'existent qu'au delà de fréquences appelées fréquences de coupure. Le Tab. 2.2 donne les déformations associées aux quatre premiers modes.

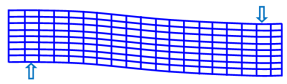
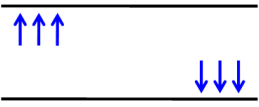


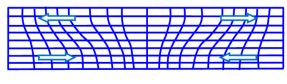
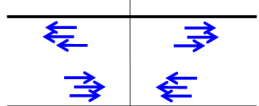
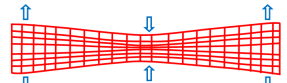

Mode	Déformée	Direction des déplacements
A_0		
S_0		
A_1		
S_1		

TABLE 2.2 – Déformation et noeuds de vibration des quatre premiers modes des ondes de Lamb.

En fonction de la fréquence de résonance désirée pour le résonateur, nous allons pouvoir utiliser certains modes uniquement. Dans la gamme des fréquences basses et moyennes (de quelques MHz à $\sim 700MHz$) on utilisera le mode S_0 , entre $\sim 400 MHz$ à 2 ou 4 GHz on utilisera le mode S_1 . L'utilisation des ondes de Lamb permet donc d'adresser une très large gamme de fréquence (sous réserve de changement de mode). Cette propriété est l'une des motivations pour ce type d'ondes.

Dans le cas d'un empilement de plusieurs couches ou avec une couche piézoélectrique, il est difficile, voire impossible, de trouver un système d'équations analytiques donnant les courbes de dispersion. Des méthodes numériques comme le calcul par la matrice de réflexion [PLB02], [RPBL03] ont été développées. Par analogie avec les modes de Lamb, nous utiliserons les termes A_0 , S_0 , A_1 et S_1 pour designer les quatre premiers modes guidés dans un empilement multi-couches. Dans la section suivante nous allons décrire les problématiques liées aux ondes de Lamb et les différentes méthodes que nous avons développées pour les résoudre.

2.1.4 Guide d'onde piézoélectrique : Problématiques

Le composant que nous étudions est un résonateur à ondes acoustiques guidées dans une couche piézoélectrique. Deux électrodes sont utilisées pour

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

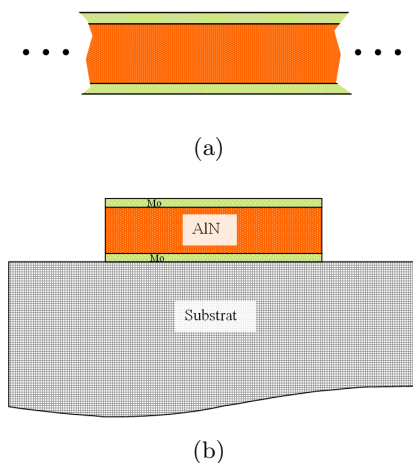


FIGURE 2.5 – Structure des dispositifs à ondes guidées : (a) le guide d’onde (b) le résonateur et son substrat.

exciter électriquement la structure. Le guide d’onde ressemble à celui de la Fig. 2.5(a). Pour faire résonner l’onde, il faut imposer la largeur du guide. Le choix de cette largeur définit la fréquence de résonance, puisque celle-ci survient lorsque la largeur est de quelques demi-longueurs d’ondes.

En pratique, les structures sont toujours fabriquées sur un substrat (Fig. 2.5(b)). Pour garantir un fonctionnement correct du guide d’onde résonnant, la couche guidante (réalisée en nitrure d’aluminium (*AIN*) dans cette étude) doit être isolée acoustiquement du substrat. L’objectif est de retrouver le fonctionnement du guide d’onde résonnant malgré la présence du substrat. Dans les sections suivantes, nous allons étudier les solutions à cette problématique.

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

2.2.1 Condition d’obtention d’ondes évanescentes dans le substrat : loi de Snell-Descartes

Une solution simple consiste à avoir naturellement un substrat qui ne permet pas la propagation hors de la couche. L’existence d’un tel substrat dépendra des propriétés mécaniques de la couche guidante et de ce substrat lui même. Pour trouver les combinaisons de couche guidante et de substrat qui permettent un confinement naturel des ondes guidées, on peut s’aider de la construction de Fresnel [HU01] basée sur la loi de Snell-Descartes. Cette loi impose que la projection du vecteur d’onde \vec{k} sur la direction de propagation soit la même pour les ondes réfléchies (r) ou transmises (t) que

pour l'onde incidente (i) à l'interface. Ainsi on obtient l'égalité [DR74] :

$$\vec{k}^i \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_L^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_{TV}^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_{TH}^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_L^t \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_{TV}^t \cdot \vec{x}_1 = \vec{k}_{TH}^t \cdot \vec{x}_1 \quad (2.26)$$

pour les ondes partielles longitudinales et transversales (lentes et rapides) dans le cas où x_1 est la direction de propagation. Les indices L , TV et TH représentent respectivement les ondes longitudinales, les ondes de cisaillement verticales et horizontales.

Dans le cas où la loi de dispersion du milieu fait qu'aucune solution réelle ne puisse satisfaire l'Eq. (2.26), alors l'onde correspondante ne pourra pas se propager dans la structure et est évanescente. La construction de Fresnel [HU01] permet aussi de retrouver l'angle de réflexion et de transmission pour des ondes transmises et réfléchies susceptibles d'exister. En faisant intervenir le vecteur lentueur \vec{s} défini par $\vec{k} = 2\pi f \vec{s}$ [RPBL03], l'Eq. (2.26) peut être réécrite :

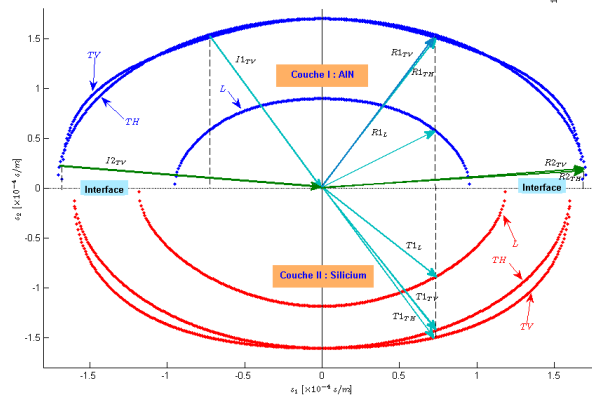
$$\vec{s}^i \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_L^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_{TV}^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_{TH}^r \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_L^t \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_{TV}^t \cdot \vec{x}_1 = \vec{s}_{TH}^t \cdot \vec{x}_1 \quad (2.27)$$

On se basera alors sur la courbe des lenteurs (représentation polaire du vecteur lentueur en fonction de la direction de propagation) pour isoler du substrat, les ondes acoustiques du guide d'onde.

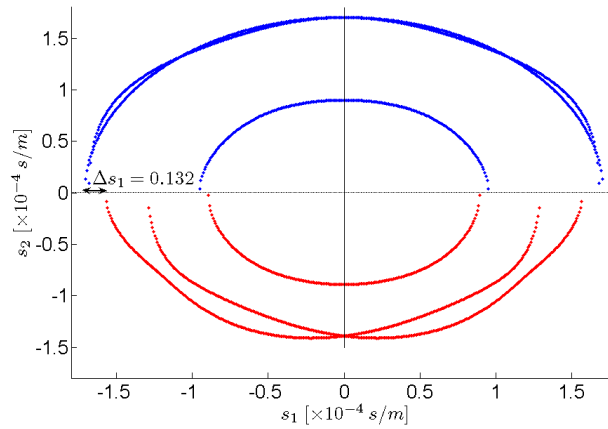
2.2.2 Première méthode : Obtention d'évanescence par création d'ondes de Love ou d'ondes de Lamb généralisées

Une solution simple consiste à trouver un substrat qui a les propriétés de confiner les ondes acoustiques se propageant dans la couche guidante d' AlN . Pour trouver ce type de substrat, nous utilisons la construction de Fresnel basée sur les courbes de lentueur. Pour illustrer cette construction, nous allons prendre l'exemple d'une couche d' AlN sur un substrat de Si . On considère l'onde incidente transversale $I1_{TV}$ de la Fig. 2.6(a). Cette onde incidente $I1_{TV}$, se réfléchit et se transmet en générant potentiellement trois ondes dans la couche d' AlN et trois autres dans le substrat ($R1_L$, $R1_{TV}$, $R1_{TH}$, $T1_L$, $T1_{TV}$ et $T1_{TH}$) dont les vecteurs d'ondes ont la même projection sur l'axe x_1 ($s_1 = -0.74 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$). L'intersection de la droite perpendiculaire à l'axe s_1 passant par $s_1 = +0.74 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$ et de la courbe de lentueur de chaque type d'onde permet de déterminer l'angle de réflexion ou de transmission de l'onde. S'il n'existe pas d'intersection entre cette droite et la courbe de lentueur alors l'onde correspondante ne peut pas être transmise ou être réfléchi. Dans le cas de l'onde $I1_{TV}$ de la Fig. 2.6(a), nous obtenons des ondes réfléchies potentielles, longitudinale $R1_L$ et transversales $R1_{TV}$ et $R1_{TH}$ et des ondes transmises potentielles, longitudinale $T1_L$ et transversales $T1_{TV}$ et $T1_{TH}$. Dans le cas de l'onde incidente $I2_{TV}$, nous n'avons plus que deux ondes réfléchies $R2_{TV}$ et $R2_{TH}$. L'onde $I2_{TV}$ est donc naturellement confinée dans la couche d' AlN .

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat



(a)



(b)

FIGURE 2.6 – Diagramme de lenteur des ondes de volumes : (a) AIN sur Si, (b) AIN sur Saphir.

La Fig. 2.6(b) correspond à l'AIN déposé sur un substrat en Saphir. Ce cas est très similaire au substrat en silicium. Cependant, les ondes de volume du saphir sont plus rapides que celles du nitrure d'aluminium. Les conditions d'obtention d'une réflexion totale sont donc plus simples à déterminer que pour le couple AIN/Si.

Nous pouvons également suspendre la structure au dessus d'un gap d'air (isolation par une membrane), mais la fabrication technologique de telles structures est complexe et ce n'est pas la solution que nous avons choisie dans le cadre de cette thèse. Dans la sous-section suivante (Section 2.2.3), nous présenterons les différentes méthodes que nous avons utilisées pour confiner les ondes dans la couche d'*AlN* dans le cas d'un substrat quelconque tout en utilisant le principe que nous venons de présenter.

2.2.3 Deuxième méthode : Obtention d'évanescence en utilisant une structure guidante multi-couches

La solution que nous proposons consiste à intercaler un empilement de couches entre l'*AlN* et le substrat pour ralentir les ondes dans le guide d'onde (et donc augmenter la lenteur) et ainsi rendre les ondes évanescentes dans le silicium suivant le principe décrit plus haut. Cette solution convient dans le cas du mode symétrique d'ordre 0 du guide (S_0) mais pourrait être appliquée à d'autres modes. Le principe est de comparer la position de la courbe de dispersion du mode S_0 à celle des ondes de volume dans le substrat. A partir de la fréquence à laquelle la courbe de dispersion de l'onde S_0 passe en dessous de celle de la plus lente des ondes de volume du silicium, une onde peut se propager dans le guide mais reste évanescente dans le substrat. Le résonateur est donc isolé dans cette fréquence. Pour exploiter cette méthode quelle que soit la fréquence désirée, il faut ralentir la vitesse de phase de l'onde S_0 . Cette réduction se traduit par un affaissement de la courbe de dispersion. Dans ce cas, le champ de déplacement est distribué dans l'ensemble de l'empilement : **résonateur et couche d'isolation**.

2.2.3.1 Courbe de dispersion et structure multi-couches

Nous utilisons un empilement de différents matériaux parce qu'il est souvent difficile de déposer un matériau épais. En alternant des matériaux différents, on réduit cette contrainte. L'empilement est appelé miroir de Bragg par analogie avec le miroir de Bragg classique. Le principe consiste à réduire la vitesse de phase des ondes correspondant au mode S_0 par un choix approprié des couches du miroir de Bragg. Quand l'onde dans le multi-couches est plus lente que l'onde transversale dans le silicium, elle est évanescente dans le substrat et l'énergie est confinée dans la structure du résonateur et éventuellement dans la partie supérieure du silicium. La vitesse de l'onde transversale $C_{T_{Si}}$ étant plus faible que celle de l'onde longitudinale $C_{L_{Si}}$ dans le silicium, si la vitesse de phase des ondes S_0 est inférieure à $C_{T_{Si}}$, elle est aussi inférieure à $C_{L_{Si}}$. Nous nous baserons donc uniquement sur la frontière imposée par l'onde transversale dans le silicium. La droite correspondant à l'onde transversale dans le substrat, marquée en couleur noire sur la courbe de dispersion délimite deux zones : une zone non isolée (par-

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

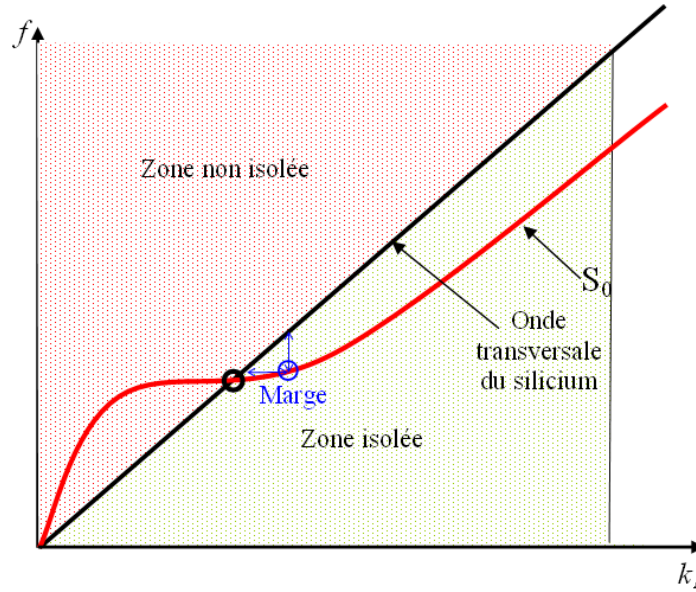


FIGURE 2.7 – Région isolée (pointillés rouge) et région non isolée (pointillés vert). La position du point de fonctionnement (rond bleu) est décalée par rapport au point d'intersection pour garantir une isolation suffisante.

tie marquée en pointillés rouges sur la Fig. 2.7) et une zone isolée (partie marquée en pointillés verts sur la Fig. 2.7)

Dans cette étude, nous avons constaté une variation sensible de la vitesse des ondes guidées en fonction de l'épaisseur du réseau d'isolation. Les matériaux sont choisis en tenant compte de la maîtrise des procédés technologiques, de la minimisation du couplage électrique parasite avec le substrat et de leurs propriétés acoustiques. Au CEA/Leti, les matériaux utilisés pour la fabrication technologique des couches d'isolation des résonateurs BAW sont le SiO_2/W ou le $SiN/SiOC$ [Vol07]. Dans l'exemple montré ci-dessous, nous utilisons des couches de tungstène (W) et d'oxyde de silicium (SiO_2). Pour cela nous partons d'une épaisseur initiale $e_0 = e_W$. L'épaisseur e_{SiO_2} du SiO_2 est choisie proportionnelle à celle du W , pour conserver un rapport d'épaisseur constant :

$$e_{SiO_2} = \frac{e_W \cdot C_{T_{SiO_2}}}{C_{T_W}} \quad (2.28)$$

où C_{T_W} et $C_{T_{SiO_2}}$ représentent respectivement les vitesses transversales du tungstène (W) et de l'oxyde de silicium (SiO_2).

Sur la Fig. 2.8, nous traçons les courbes de dispersion pour l'onde S_0 du guide d'onde, pour différentes valeurs de l'épaisseur des couches de tungstène (e_W) :

Nous remarquons qu'avec l'augmentation de l'épaisseur des couches de tungstène e_W :

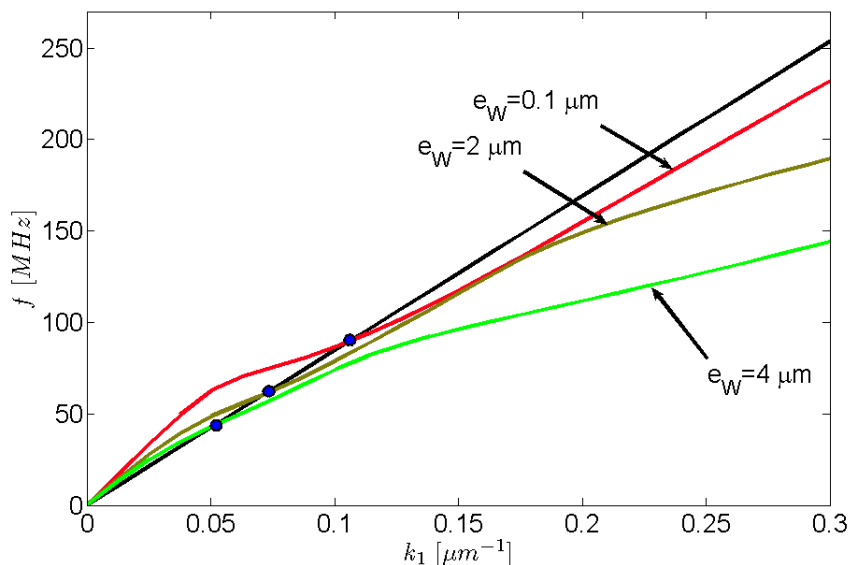


FIGURE 2.8 – Évolution de la courbe de dispersion en fonction de l'épaisseur du tungstène (W).

1. La fréquence minimale pour laquelle la vitesse de phase de l'onde S_0 du guide devient inférieure à la vitesse de l'onde transversale dans le silicium diminue (ronds marqués en bleu sur la Fig. 2.8).
2. Les fréquences sont plus faibles (Fig. 2.8) pour un même vecteur d'onde k_1 , car l'épaisseur totale du guide augmente.
3. A partir d'une certaine valeur de l'épaisseur, nous constatons une diminution forte de la fréquence pour les mêmes valeurs du vecteur d'onde.

La diminution citée en 3 indique une plus forte évanescence et donc un meilleur isolement du substrat.

2.2.3.2 Simulation numérique

Comme décrit plus haut, le but est d'isoler le guide d'onde (partie active) du substrat sur lequel il est conçu. Nous utilisons deux outils pour étudier et simuler les résonateurs. La simulation par éléments finis (FEM pour Finite Element Modeling) et la simulation par une méthode de matrice de réflexion [PLB02], [RPBL03]. L'épaisseur d'un substrat silicium classique varie entre 0.5 et 1 mm d'épaisseur en fonction de son diamètre, l'épaisseur du résonateur est de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ soit un rapport de plus de 500. Ce rapport complique beaucoup la mise en œuvre de simulations par éléments finis, car il accroît le nombre de degrés de liberté des problèmes à résoudre. En gardant un maillage uniforme, nous aurions un nombre très important d'éléments au niveau du substrat augmentant considérablement le temps de calcul. Nous pourrions penser à un maillage progressif (la taille

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

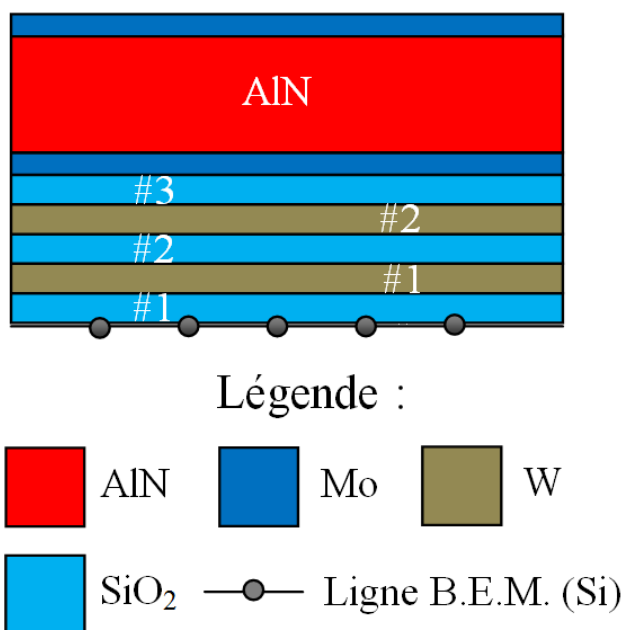


FIGURE 2.9 – Structure telle que décrite dans le cas du calcul avec le modèle BEM (méthode des éléments de frontière).

des éléments devient de plus en plus grande au fur et à mesure que nous nous éloignons de la zone active du guide). Le problème d'un tel maillage est qu'il perd l'interpolation d'une longueur d'onde rendant les résultats aléatoires (cf. théorème d'échantillonnage de Shannon [Jer77], [SA07], [Lal02]). Ce phénomène rendra le résultat du calcul inexact et l'erreur résultante est difficilement quantifiable à cause du fait que nous ne connaissons pas les ondes qui ont été affectées par l'erreur d'interpolation. Pour pallier ce problème, nous utilisons une méthode BEM (**B**oundary **E**lements **M**ethod ou méthode d'éléments de frontière) [EDV06]. Cette méthode permet de tenir compte du fait que le substrat soit semi-infini. Dans le cas d'une simulation en deux dimensions, il suffira d'indiquer une ligne d'éléments de frontière, représentant le reste du substrat (Fig. 2.9).

Une fois le point de fonctionnement choisi, nous en déduisons le vecteur d'onde k_r correspondant. La période ou la largeur est calculée en fonction de la longueur d'onde $\lambda_r = \frac{2\pi}{k_r}$.

Dans la section suivante (Section 2.2.3.3), nous allons décrire la méthodologie que nous avons développée pour optimiser l'isolation du résonateur par la méthode de ralentissement des ondes.

2.2.3.3 Choix des épaisseurs pour une évanescence des ondes acoustiques plus forte dans le substrat

Cette section décrit la procédure permettant d'obtenir des ondes acoustiques évanescentes dans le substrat de manière à isoler les ondes guidées dans l'empilement multi-couches. L'exemple retenu est celui d'un résonateur dans la gamme des fréquences basses, utilisant le mode S_0 . La fréquence de travail est fixée par rapport à l'application visée. Comme schématisé sur la Fig. 2.10, un ensemble initial de valeurs est choisi pour les épaisseurs e_W des couches de W . Les épaisseurs des couches de SiO_2 sont déduites à partir de l'Eq. (2.28). La deuxième étape consiste à calculer la courbe de dispersion du mode S_0 par simulation couplée FEM [Lab02] pour le premier couple d'épaisseurs (e_W, e_{SiO_2}) des couches de W et de SiO_2 . La courbe de dispersion correspondant à l'onde transversale dans le silicium est également tracée sur la même figure. Le point critique est défini par l'intersection de la courbe de dispersion du mode S_0 avec celle de l'onde transversale dans le Si . Si ce point critique correspond à une fréquence plus haute que la fréquence f_r visée, on répète le processus pour la valeur suivante d'épaisseur de la couche de W en recalculant l'épaisseur de la couche de SiO_2 correspondante. Lorsque le point critique est atteint, les épaisseurs des couches de W et de SiO_2 sont considérées comme optimales et sont utilisées pour le calcul de la réponse harmonique. On peut également se donner une marge de tolérance par rapport au point critique en considérant $f_r - \delta f$ comme fréquence cible au lieu de f_r .

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

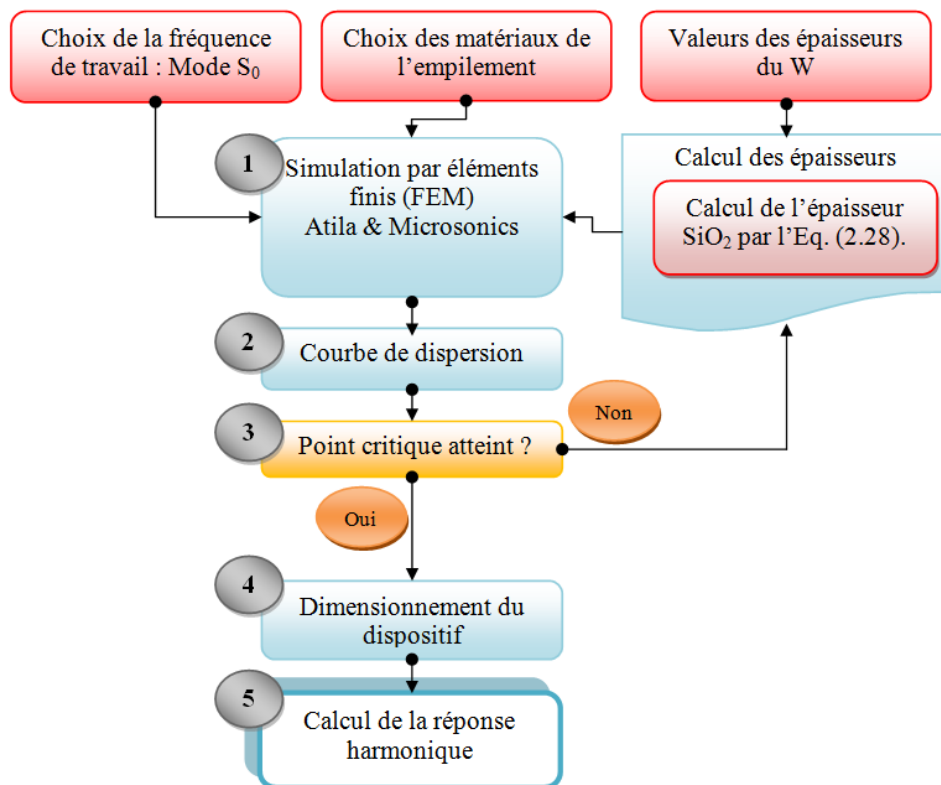


FIGURE 2.10 – Diagramme de l'optimisation de l'isolement d'un empilement par la méthode de ralentissement des ondes S_0 .

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

L'analyse du champ de déplacement associé au mode de propagation indique si le mode S_0 concerne l'ensemble de l'empilement ou uniquement la couche active d'*ALN*.

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

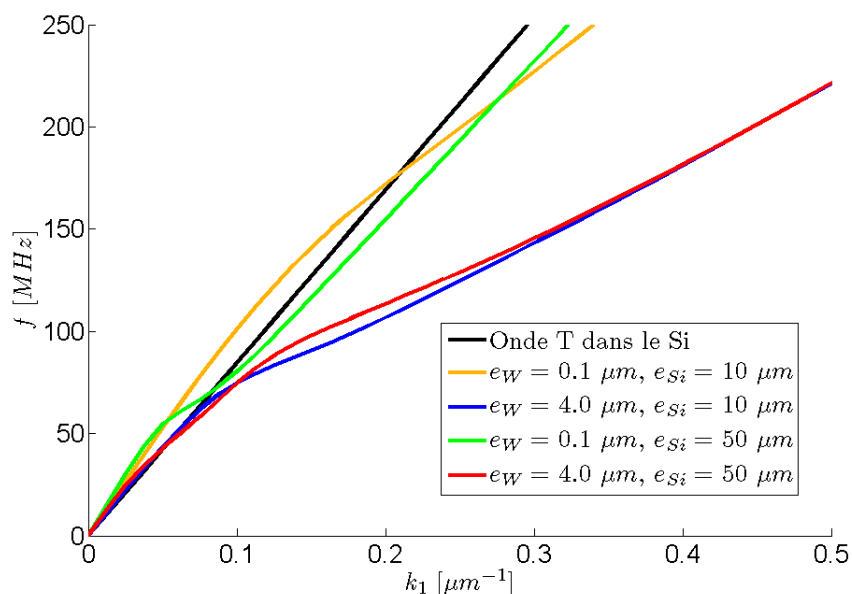


FIGURE 2.11 – Superposition des courbes de dispersion pour une épaisseur du substrat de $e_{Si} = 10 \mu m$ et $e_{Si} = 50 \mu m$ pour deux valeurs d'épaisseur du W ($e_W = 0,1 \mu m$ et $e_W = 4 \mu m$).

2.2.3.4 Validation de l'isolement du substrat

Pour la validation de cette méthode, nous nous basons sur les courbes de dispersion. En effet, pour un résonateur parfaitement isolé, la courbe de dispersion doit être la même dans les trois cas suivants (Fig. 2.7) :

1. le substrat est encastré
2. l'épaisseur du substrat varie
3. le substrat est inexistant

parce que nous sommes peu ou pas sensibles à la présence du substrat, autrement dit que la réponse ne varie pas si on modifie le substrat (Fig. 2.11). L'approche de cette méthode est validée en faisant varier l'épaisseur du substrat.

Les courbes oranges et bleues ainsi que les courbes vertes et rouges de la Fig. 2.11 correspondent à l'onde S_0 pour des épaisseurs du substrat $e_{Si} = 10 \mu m$ et $e_{Si} = 50 \mu m$ respectivement. Les courbes oranges et vertes ainsi que les courbes bleues et rouges correspondent au cas où l'épaisseur du W dans la couche d'isolation est $e_W = 0.1 \mu m$ et $e_W = 4 \mu m$ respectivement. Nous remarquons que plus l'épaisseur du W augmente, plus la fréquence à partir de laquelle les courbes oranges et vertes et les courbes bleues et rouges se confondent (indiquant que les courbes de dispersion sont invariantes par rapport à l'épaisseur du substrat), est basse. Le résonateur choisi a les dimensions reportées dans le Tab. 2.3. :

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (μm)
# 8	<i>Mo</i>	0.20
# 7	<i>AlN</i>	1.75
# 6	<i>Mo</i>	0.20
# 5	<i>SiO₂</i>	2.33
# 4	<i>W</i>	2.10
# 3	<i>SiO₂</i>	2.33
# 2	<i>W</i>	2.10
# 1	<i>Si</i>	50 - 100

TABLE 2.3 – Épaisseurs choisies pour la structure à partir de la méthode de ralentissement des ondes S_0 .

Nous pouvons remarquer que plus e_W est élevée, plus la fréquence du point critique est basse. Dans la zone isolée (en dessous de la droite correspondant à l'onde de cisaillement dans le substrat) et pour une même valeur de e_W , les courbes de dispersion de l'onde S_0 ont tendance à se confondre quelle que soit l'épaisseur du silicium e_{Si} surtout pour des vecteurs d'ondes et des fréquences élevées, loin de la frontière avec la zone non isolée.

La réponse en fréquence du résonateur est calculée avec ATILA et tracée sur la Fig. 2.12(a). La structure maillée correspond à l'empilement du Tab. 2.3. La couche piézoélectrique est prise en sandwich entre deux électrodes. Tout l'empilement possède une longueur finie correspondant à la moitié de la longueur d'onde correspondant au point de fonctionnement ($10 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un vecteur d'onde de $k_1 = 0.3 \mu\text{m}^{-1}$).

La fréquence série (point d'impédance minimale) est $f_s = 217.2 \text{ MHz}$ et la fréquence parallèle (point d'impédance maximale) est $f_p = 217.4 \text{ MHz}$. Le coefficient de couplage est $k_t^2 = 2 \cdot \frac{f_a - f_r}{f_r} = 0.18 \%$. Le facteur de qualité série est $Q_s = 200$. A titre de comparaison pour un résonateur ondes de Lamb en technologie FBAR (membrane), un facteur de qualité série et parallèle de $Q_{s|p} = 2000$ et un couplage $k_t^2 = 0.8 \%$ ont été obtenus pour une fréquence de résonance $f_r = 92 \text{ MHz}$ [VCT⁺05]. La diminution du coefficient de couplage s'explique d'une part, par le passage d'un mode principalement symétrique à un mode principalement antisymétrique, et d'autre part, par la localisation de l'énergie de déformation du mode dans l'ensemble de l'empilement et non pas uniquement dans la couche active. La modification du type d'onde provient de la dissymétrie des conditions aux limites sur les faces du résonateur qui induit une augmentation du caractère antisymétrique de l'onde. L'absence de confinement dans l'*AlN* s'explique à partir des angles critiques (Fig. 2.13). L'onde générée dans l'*AlN* est transmise dans le *SiO₂*

2.2 Ondes évanescentes dans le substrat

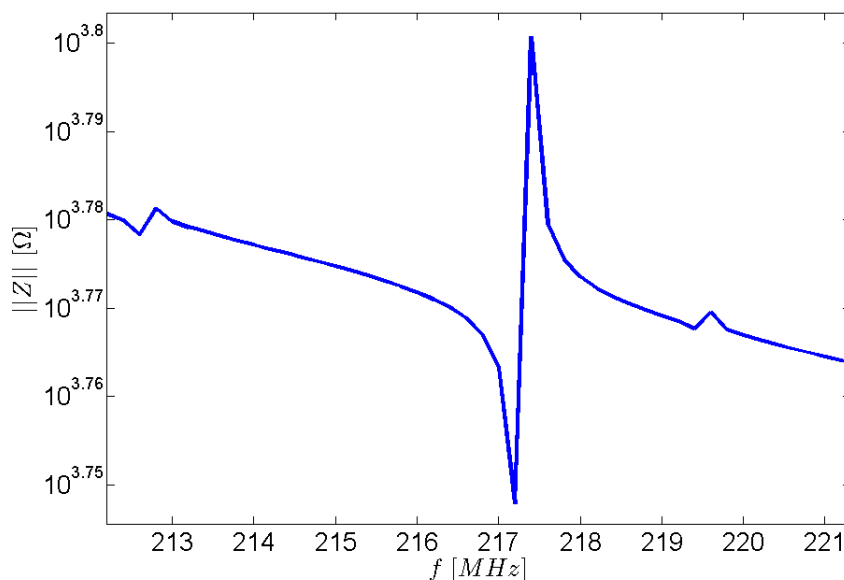


FIGURE 2.12 – Module de l'impédance en fonction de la fréquence du résonateur dont les épaisseurs sont décrites par le Tab. 2.3 (largeur $l = \frac{\lambda}{2} = 10.47 \mu m$).

car l'angle critique de l'*AlN* vers le *SiO₂* ne pose pas de problème pour cette transmission. Dans le cas de l'onde réfléchie, l'angle critique du *SiO₂* vers l'*AlN* est supérieur à l'angle d'incidence. L'onde est alors totalement réfléchie et se trouve piégée dans les couches du *SiO₂* et du *W*. On se trouve alors dans le cas où le mode S_0 sur la courbe de dispersion correspond au mode S_0 de l'*AlN* et du miroir. Le coefficient de qualité calculé, inférieur d'un ordre de grandeur aux coefficients de qualité des résonateurs à ondes de Lamb en technologie FBAR, montre que le ralentissement de l'onde ne suffit pas à isoler correctement le résonateur.

2.2.3.5 Limites de la méthode de ralentissement des ondes

L'application de la méthode d'isolation par le ralentissement de l'onde comporte des limites (Fig. 2.14) :

Limite 1 : Pour des vecteurs d'onde plus faibles que la valeur désignée par le rond 1 sur la Fig. 2.14, l'onde peut se propager à la fois dans le résonateur et le substrat. La structure est donc sujette à des fuites d'énergie et le facteur de qualité est dégradé.

Limite 2 : Au-delà d'une certaine valeur du nombre d'onde k_1 , le vecteur d'onde devient très petit et donc la période des peignes qui constituent le résonateur devient très petite comparée aux limites technologiques (alignement et sur-gravure par exemple). La précision maximale ac-

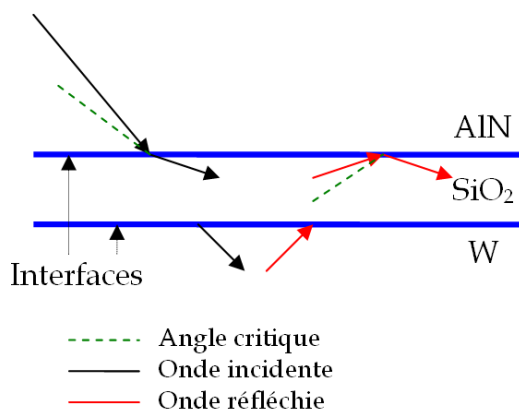


FIGURE 2.13 – Illustration du confinement des ondes dans le SiO_2 à partir des angles critiques.

tuelle pour l’alignement varie entre $0.3 \mu m$ à $1 \mu m$ en fonction des machines. Nous nous sommes par exemple fixés une limite de $1 \mu m$.

Ces limites favorisent l’utilisation de l’onde S_0 pour cette méthode.

2.3 Utilisation d’un miroir de Bragg désaccordé

Dans cette section nous allons expliquer les fondements physiques de la méthode du miroir de Bragg et de la méthodologie de calcul des coefficients de transmission d’un miroir de Bragg.

2.3.1 Introduction

Comme nous venons de voir dans la Section 2.1, les ondes de Lamb peuvent être décomposées en une superposition d’ondes partielles, des ondes longitudinales et des ondes transversales qui sous certaines conditions aux limites créent des interférences constructives. Il n’existe pas d’équations analytiques directes permettant de calculer les courbes de dispersion de ces ondes dans une structure multi-couches et à plus forte raison si la structure contient une couche piézoélectrique. Le concept du miroir de Bragg acoustique consiste à alterner des couches d’impédance acoustique élevée ($Z_{acous} \rightarrow \infty$) et des couches d’impédance acoustique faible ($Z_{acous} \rightarrow 0$). Pour maximiser la réflexion d’une onde, l’épaisseur de chaque couche doit être égale au quart de la longueur d’onde $\frac{\lambda}{4}$ de l’onde se propageant dans la couche (Fig. 2.15) [DMMP98], [SHKY01]. Pour reprendre les développements autour des résonateurs à ondes de volume développés au CEA-Leti, nous choisissons des couches de SiN d’impédance forte et de $SiOC$ d’impédance faible.

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

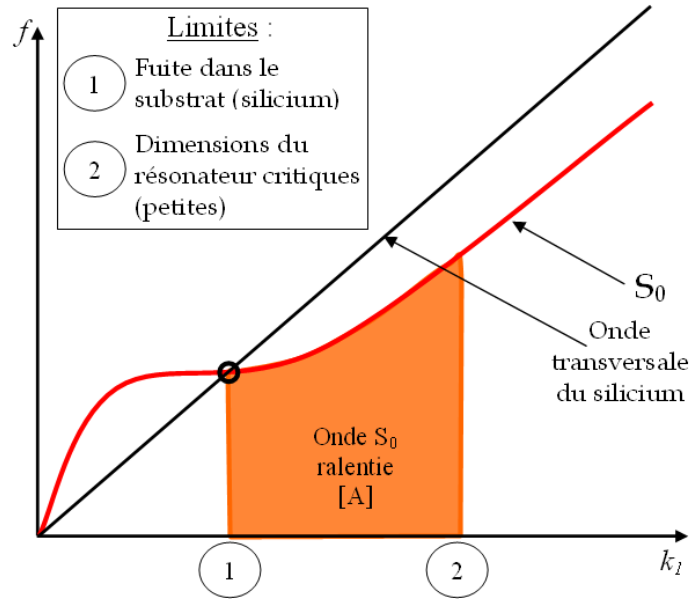


FIGURE 2.14 – Les limites de la méthode d'isolation par ralentissement des ondes.

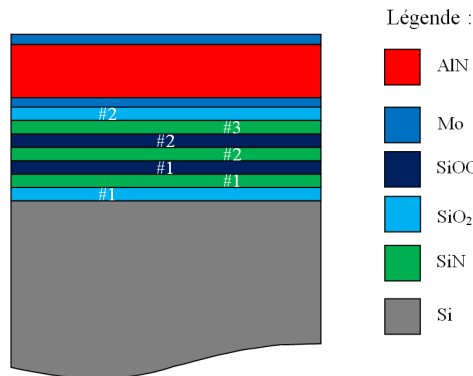


FIGURE 2.15 – Empilement d'un résonateur à ondes acoustiques guidées.

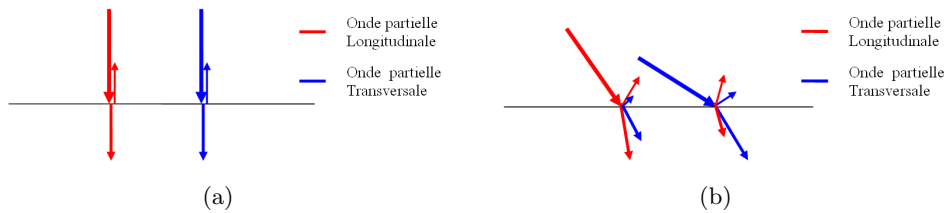


FIGURE 2.16 – Ondes partielles constituant une onde de Lamb.

Une fois les matériaux des couches du miroir de Bragg fixés, l'isolation dépend de l'épaisseur des couches. Diverses méthodes ont été développées pour permettre l'étude de l'isolation. Parmi ces méthodes, nous pouvons citer le modèle de Mason [Mas64], [SLDBC99], la matrice de transfert d'impédance [Adl94] et le modèle des matrices de réflexion [PLB02], [RPBL03]. Les ondes partielles qui composent une onde guidée ont en général un angle d'incidence non nul. Ainsi, des conversions de mode peuvent se produire. Une onde partielle longitudinale se transmet en onde longitudinale mais une partie de cette onde peut se transmettre en onde transversale (Fig. 2.16(b)). Cette conversion de mode n'intervient pas dans le cas où l'angle d'incidence des modes est $\theta = 0^\circ$ et le modèle de Mason est adapté dans ce cas (Fig. 2.16(a)). Ce modèle ne convient par contre pas dans le cas des ondes guidées [KDB⁺08]. C'est pour cette raison que nous utilisons la méthode de la matrice de réflexion prenant parfaitement en compte la conversion de mode et les angles d'incidence quelconques.

2.3.2 Modélisation : méthode de la matrice de réflexion

Dans le cas d'un empilement de plusieurs couches, notamment avec une couche piézoélectrique (cas du miroir de Bragg) nous utilisons la méthode de calcul par la matrice de réflexion [RPBL03]. Cette méthode basée sur une formulation des champs électromécaniques, a été proposée par Fahmy et Adler en 1973 [RPBL03]. Elle propose de rechercher la solution de propagation comme étant la superposition de huit ondes planes partielles représentées matriciellement par $\vec{h} = F.\Delta(x_2)\vec{a}e^{j\omega(t-s_1x_1-s_3x_3)}$ où $\vec{h} = \left(u_1 \ u_2 \ u_3 \ \phi \ \frac{T_{21}}{j\omega} \ \frac{T_{22}}{j\omega} \ \frac{T_{23}}{j\omega} \ \frac{D_2}{j\omega} \right)^T = (u_1, u_2, u_3, \phi, \tau_{21}, \tau_{22}, \tau_{23}, D_2)^T$ avec F la matrice des polarisations, Δ la matrice diagonale portant les dépendances en x_2 , \vec{a} le vecteur des amplitudes des ondes partielles, u_i les déformations mécaniques suivant x_i , ϕ le potentiel électrique, T_{ij} les contraintes mécaniques, τ_{ij} la contrainte tensorielle et D_2 le déplacement électrique normal. h est le vecteur d'état du système et représente le vecteur des champs électromécaniques continus à chaque interface. La méthode est basée sur un calcul récursif de matrices de réflexion reliant les amplitudes des ondes partielles se propageant dans le sens $x_2 > 0$, aux amplitudes des ondes se propageant dans le sens $x_2 < 0$ (Fig. 2.17). Pour les ondes partielles évanescentes, on note comme réfléchies celles évanescentes dans le sens des x_2 décroissant et transmises celles évanescentes dans le sens des x_2 croissants. La matrice de réflexion pour la première couche R_1^b est déterminée au préalable en fonction des conditions aux limites. Le calcul est effectué pour une valeur de la lenteur s_1 suivant x_1 . s_1 est liée à la fréquence et au vecteur d'onde des ondes de Lamb par la formule :

$$k_{Lamb} = k_1 = 2\pi f s_1 \quad (2.29)$$

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

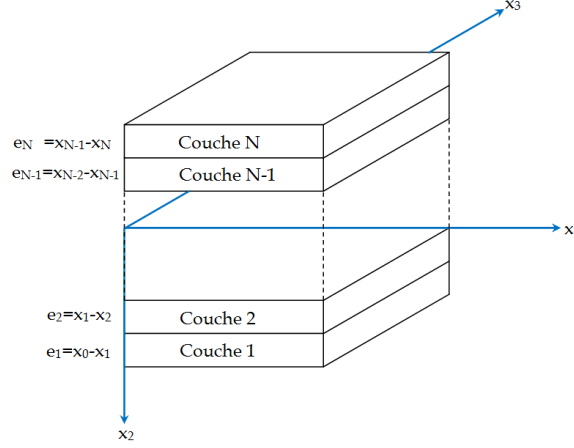


FIGURE 2.17 – Calcul récursif de la méthode de la matrice de réflexion de la couche $n + 1$ à la couche n .

Nous distinguons trois cas :

1. Connaissant la matrice de réflexion R_n^B en bas d'une couche (exposant B pour Bas), on détermine la matrice R_n^H (exposant H pour Haut) en haut de la même couche en prenant en compte les termes de propagation selon l'axe x_2 . On montre ainsi que [RPBL03] :

$$R_n^H = \Delta_n^{(ref)}(e_n) R_n^B \Delta_n^{(inc)}(-e_n) \quad (2.30)$$

où $\Delta_n^{(ref)}$ et $\Delta_n^{(inc)}$ sont respectivement les restrictions de la matrice Δ aux ondes partielles réfléchies et transmises contenant l'information sur la phase décrivant la propagation dans l'épaisseur de la couche n :

$$\Delta_n(x_2) = \text{diag}[e^{(-\omega s_{2,n}^m x_2)}] = \begin{pmatrix} \Delta_n^{(trans)}(x_2) & 0 \\ 0 & \Delta_n^{(ref)}(x_2) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

2. La matrice de réflexion R_{n+1}^B à l'interface inférieure d'une couche est calculée à partir de la matrice de réflexion R_n^T du haut de la couche située immédiatement en-dessous en utilisant les relations de continuité du vecteur d'état (Fig. 2.18) à l'interface entre les deux couches :

$$h_n(x_{\text{interface}}) = h_{n+1}(x_{\text{interface}}) \quad (2.32)$$

On aboutit à la relation [RPBL03] :

$$R_{n+1}^B = B.A^{-1} \quad (2.33)$$

où :

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = F_{n+1}^{-1} \cdot F_n \begin{pmatrix} Id_{4 \times 4} \\ R_n^H \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

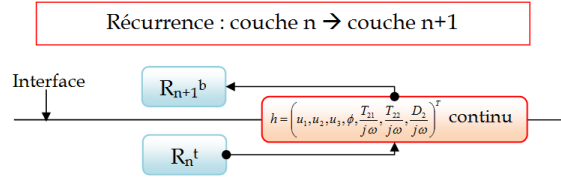
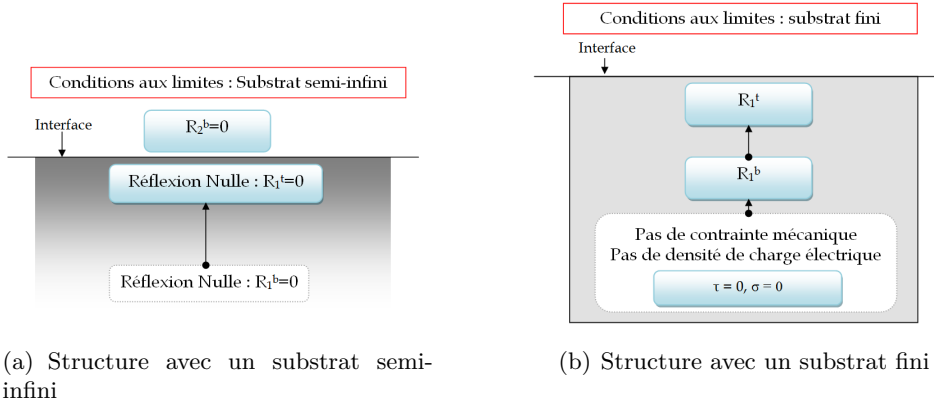


FIGURE 2.18 – Calcul de la matrice de réflexion de couche $n + 1$ à partir de celle de la couche n en utilisant la continuité de la « grandeur » \vec{h} .



(a) Structure avec un substrat semi-infini

(b) Structure avec un substrat fini

FIGURE 2.19 – Calcul de la matrice de réflexion R_1^B pour la première couche $n = 1$ (a) substrat semi-infini, (b) substrat fini.

3. Le calcul est initialisé au niveau de la couche inférieure de l'empilement considéré (détermination de la matrice de réflexion R_1^B pour la première couche ($n = 1$) cf. Fig. 2.19(a) et Fig. 2.19(b). Cette matrice de réflexion à l'interface inférieure est calculée comme suit :
 - Dans le cas d'une couche semi-infinie, il n'y a pas de réflexion à l'interface basse : $R_1^B = 0_{4 \times 4}^1$ (Fig. 2.19(a)).
 - Dans le cas d'une couche d'épaisseur finie², il n'y a donc pas de contrainte mécanique donc $\vec{\tau} = \vec{0}$ et pas de densité de charge électrique donc $\sigma = 0$ sur la surface inférieure. Ces deux hypothèses permettent de déduire la valeur R_1^B (Fig. 2.19(b)).

Pour un empilement constitué de N couches, la matrice R_N^B est le coefficient de réflexion de l'empilement des $N - 1$ couches inférieures. En triant les ondes partielles par polarisation, cette matrice peut s'écrire :

1. La dimension de la matrice nulle est 4×4 dans le cas d'une couche piézoélectrique, 3×3 dans le cas d'un métal, 2×2 dans le cas d'un liquide non conducteur et 1 (scalaire) dans le cas d'un liquide conducteur

2. La couche d'épaisseur finie est terminée par le vide

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

$$R_N^B = \begin{bmatrix} R_{N_{ES \rightarrow ES}}^B & R_{N_{ES \rightarrow L}}^B & R_{N_{ES \rightarrow TV}}^B & R_{N_{ES \rightarrow TH}}^B \\ R_{N_{L \rightarrow ES}}^B & R_{N_{L \rightarrow L}}^B & R_{N_{L \rightarrow TV}}^B & R_{N_{L \rightarrow TH}}^B \\ R_{N_{TV \rightarrow ES}}^B & R_{N_{TV \rightarrow L}}^B & R_{N_{TV \rightarrow TV}}^B & R_{N_{TV \rightarrow TH}}^B \\ R_{N_{TH \rightarrow ES}}^B & R_{N_{TH \rightarrow L}}^B & R_{N_{TH \rightarrow TV}}^B & R_{N_{TH \rightarrow TH}}^B \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

avec ES l'onde quasi-électrostatique, L l'onde quasi-longitudinale, TV l'onde quasi-transversale verticale, TH l'onde quasi-transversale horizontale.

Comme le montrent les termes de la matrice R_N^B de l'Eq. 2.35, dans le cas des ondes de Lamb, des conversions de modes se produisent aux différentes interfaces c'est à dire qu'une onde longitudinale incidente peut se réfléchir partiellement en une onde transversale et vice-versa.

Nous nous intéressons uniquement aux réflexions d'ondes acoustiques, les termes électrostatiques ne sont donc pas considérés. Les coefficients retenus sont donc $R_{N_{L \rightarrow L}}^B$, $R_{N_{L \rightarrow TV}}^B$, $R_{N_{TV \rightarrow L}}^B$, $R_{N_{TV \rightarrow TV}}^B$. Pour tenir compte des conversions de modes, les coefficients de réflexion «effectifs» de l'empilement constitué de N couches sont définis comme suit (Eq. (2.37)) [KDB+08] :

$$R_L^* = \sqrt{\left(R_{N_{L \rightarrow L}}^B\right)^2 + \left(R_{N_{L \rightarrow TV}}^B\right)^2} \quad (2.36)$$

$$R_{TV}^* = \sqrt{\left(R_{N_{TV \rightarrow TV}}^B\right)^2 + \left(R_{N_{TV \rightarrow L}}^B\right)^2}$$

avec $R_{N_{L \rightarrow TV}}^B$, respectivement $R_{N_{TV \rightarrow L}}^B$, les conversions de l'onde incidente longitudinale (respectivement transversale) vers l'onde transversale (respectivement longitudinale) à l'interface basse de la dernière couche (N) cf. Fig. 2.16.

Les coefficients de transmission «effectifs» sont calculés à partir des coefficients de réflexion en supposant une absence de pertes :

$$T_L^* = 10 \log \left(1 - |R_L^*|^2\right) \quad (2.37)$$

$$T_{TV}^* = 10 \log \left(1 - |R_{TV}^*|^2\right)$$

Pour simplifier l'analyse, nous préférons dans la suite tracer le complément de ces grandeurs. Par analogie avec le cas d'une incidence normale où les conversions de modes sont négligeables, nous parlerons donc de transmissions définies comme :

$$\begin{aligned} T_{L \rightarrow L} &= 10. \log(1 - |R_{L \rightarrow L}|^2) \\ T_{TV \rightarrow TV} &= 10. \log(1 - |R_{TV \rightarrow TV}|^2) \\ T_{L \rightarrow TV} &= 10. \log(1 - |R_{L \rightarrow TV}|^2) \\ T_{TV \rightarrow L} &= 10. \log(1 - |R_{TV \rightarrow L}|^2) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

Pour qu'une onde traverse une alternance périodique de couches, il faut que l'épaisseur des couches permettent de créer une interférence constructive aux interfaces. Pour minimiser le nombre de couches d'un miroir de Bragg, l'épaisseur des couches est égale au quart de la longueur d'onde dans la couche. On obtient alors des interférences destructives à chaque interface et l'onde est détruite au fur et à mesure qu'elle pénètre dans l'empilement. Donc un dimensionnement est valable uniquement pour une longueur d'onde donnée (correspondant au mode partiel considéré : λ_{L-L} , λ_{L-TV} , λ_{TV-TV} , λ_{TV-L}). Pour atteindre des performances correctes, nos dispositifs doivent être isolés simultanément pour chacun des modes partiels. Cela est impossible, car on observe que les vitesses des ondes de volume longitudinales sont près de 2 fois plus rapides que celles des ondes de volume de cisaillement dans les matériaux que nous étudions. Une couche quart d'onde pour des ondes quasi-longitudinales serait donc quasiment demi-onde pour des ondes quasi-transverses. Par conséquent, le miroir correspondant présenterait une réflexion extrêmement faible pour ces dernières malgré une excellente réflexion des ondes quasi-longitudinales [MKFA05]. Nous cherchons ainsi le miroir qui réalise le meilleur compromis d'isolation simultanée de tous les modes partiels (appelé **miroir de Bragg désaccordé** par les concepteurs de résonateurs BAW).

Les matrices de réflexion et les variables mathématiques intermédiaires permettent de calculer la matrice G des fonctions de Green de l'empilement étudié ou son inverse H . La fonction de Green est la réponse impulsionnelle de la structure. Elle relie les déplacements \vec{u} (respectivement les contraintes $\vec{\tau}$), aux contraintes $\vec{\tau}$ appliquées (respectivement aux déplacements \vec{u}).

$$\vec{u} = G\vec{\tau} \quad (2.39a)$$

$$\vec{\tau} = H\vec{u} \quad (2.39b)$$

La résolution de l'Eq. (2.39b) pour une valeur de lenteur s donnée avec des contraintes mécaniques nulles $\vec{\tau} = \vec{0}$:

$$H\vec{u} = \vec{0}, \quad \vec{u} \neq \vec{0} \quad (2.40)$$

permet de déterminer la fréquence des modes qui sont susceptibles de se propager dans la structure. Ces modes correspondent aux fréquences qui annulent le déterminant de la matrice \vec{H} :

$$\det(H) = 0 \quad (2.41)$$

Le calcul est effectué pour chaque valeur de s . Les valeurs des fréquences qui annulent l'Eq. (2.41) sont tracées en fonction de s ou en fonction du vecteur d'onde $k = k_{Lamb} = 2\pi fs$. Cette courbe correspond à la courbe de dispersion de la structure.

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

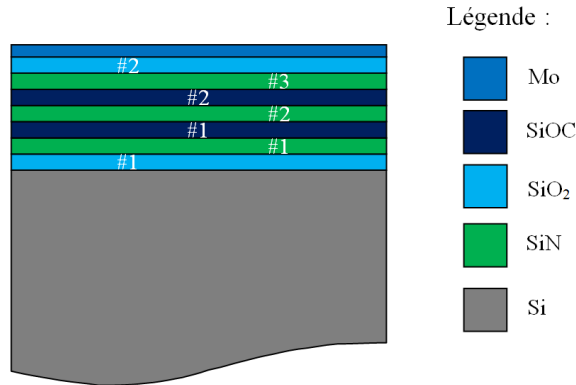


FIGURE 2.20 – Structure du miroir de Bragg étudié.

La sous-section suivante (Section 2.3.3) présente un exemple d'utilisation de la méthode d'isolation par utilisation d'un miroir de Bragg.

2.3.3 Utilisation de la méthode de la matrice de réflexion : dimensionnement

Cette partie présente un exemple d'utilisation de la méthode d'isolation par le miroir de Bragg basée sur le calcul des coefficients de réflexion et de la courbe de dispersion. Cette méthode présente l'avantage d'être utilisable dans la gamme des fréquences intermédiaires (jusqu'à $\sim 500 \text{ MHz}$) et des fréquences élevées ($\sim 500 \text{ MHz}$ à $\sim 5 \text{ GHz}$), et de permettre un choix des modes plus aisé. Les matériaux constitutifs du miroir de Bragg étant définis, les coefficients de réflexion des ondes sont calculés en fonction de l'épaisseur des couches. Le couple de matériaux SiOC/SiN est choisi pour le miroir de Bragg qui est délimité par des couches de SiO_2 en partie supérieure et inférieure comme indiqué sur la Fig. 2.20.

Le miroir de Bragg est dimensionné pour une bande de fréquence localisée autour de la fréquence de fonctionnement du résonateur. Les ondes guidées que l'on cherche à isoler sont constituées de quatre modes partiels (Section 2.3). Le coefficient de transmission de l'ensemble miroir de Bragg sur substrat Si semi-infini est présenté (Fig. 2.21) pour chaque mode partiel et pour une valeur de lenteur $s_1 = 0.1 \cdot 10^{-4} \text{ s/m}$ et à la fréquence $f_r = 1960 \text{ MHz}$.

Les épaisseurs correspondant à la courbe de transmission de la Fig. 2.21 sont reportées dans le Tab. 2.4.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.21, la transmission est beaucoup plus faible pour les termes croisés (Courbes rouges et noires). Pour les termes non croisés (modes $L \rightarrow L$ et $TV \rightarrow TV$), la transmission est constituée d'une série de minima et de maxima de transmission formant des lobes répétés. La période de ces lobes dépend de l'épaisseur des couches du miroir de Bragg et est quasiment deux fois plus grande pour le terme $L \rightarrow L$

Chapitre 2. Ondes acoustiques guidées

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (μm)
# 9	<i>Mo</i>	0.3
# 8	<i>SiO₂</i>	0.6
# 7	<i>SiN</i>	0.4
# 6	<i>SiOC</i>	0.5
# 5	<i>SiN</i>	0.76
# 4	<i>SiOC</i>	2.04
# 3	<i>SiN</i>	0.8
# 2	<i>SiO₂</i>	1.12
# 1	<i>Si</i>	Semi-infini

TABLE 2.4 – Épaisseurs des couches du miroir de Bragg dont les courbes de transmission sont tracées sur la Fig. 2.21.

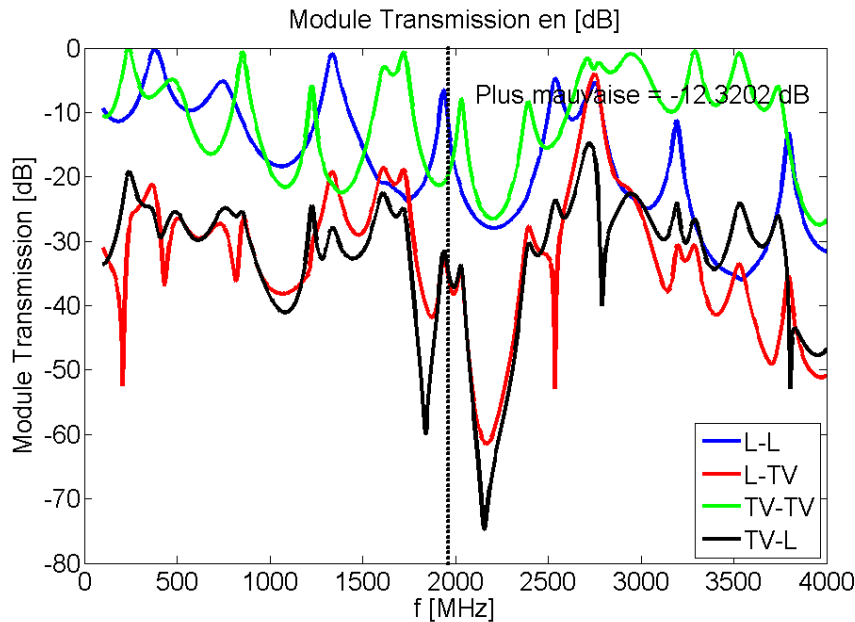


FIGURE 2.21 – Courbes de transmission des modes partiels en fonction de la fréquence pour des épaisseurs quelconques. La transmission maximale est de $T_{Bragg} = -12\text{dB}$, nous visons en général, une transmission autour de $T = -30\text{ dB}$.

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

que pour le terme $TV \rightarrow TV$. Pour être plus strict vis à vis de l'isolation, nous décidons de prendre le pire des cas, c'est à dire que nous voulons que la valeur maximum de transmission pour toutes les polarisations soit la plus faible possible :

$$T_{Bragg} = \text{Max}\{T_{L-L}, T_{TV-TV}, T_{L-TV}, T_{TV-L}\} \quad (2.42a)$$

→ Dans le cas du calcul des coefficients de transmission redéfinis

$$T_{Bragg} = \text{Max}\{T_L^*, T_{TV}^*\} \quad (2.42b)$$

→ Dans le cas du calcul des coefficients de transmission des modes partiels

A la fréquence désirée $f_r = 1960 \text{ MHz}$, la transmission maximale est $T_{Bragg} = -12 \text{ dB}$. La transmission correspondant à la fréquence $f_\alpha = 2200 \text{ MHz}$ est $T_{Bragg} = -26.5 \text{ dB}$. Le miroir peut donc être optimisé en décalant l'optimum (lobe) de la fréquence $f_\alpha = 2200 \text{ MHz}$ vers la fréquence $f_r = 1960 \text{ MHz}$.

Dans le cas de la conception des résonateurs à ondes acoustiques guidées, il est possible de choisir la largeur ou la période des peignes pour optimiser le coefficient de transmission. Les Fig. 2.22 à 2.25 présentent l'évolution du coefficient de réflexion global du miroir de Bragg pour en fonction de la lenteur s_1 et de la fréquence f . Ces courbes permettent de définir la largeur de résonateur qui minimise le coefficient de transmission global.

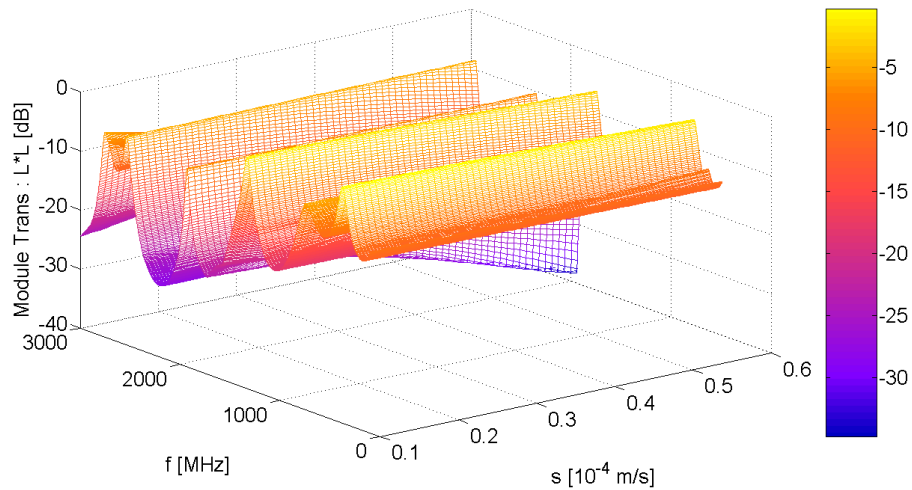


FIGURE 2.22 – Courbe de transmission $L \rightarrow L$ du miroir de Bragg en fonction de la fréquence f et de la lenteur s_1 .

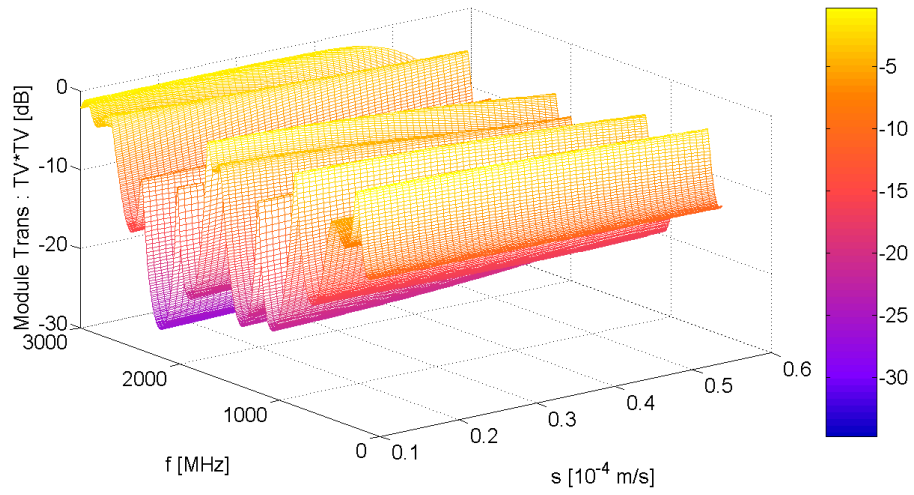


FIGURE 2.23 – Courbe de transmission $TV \rightarrow TV$ du miroir de Bragg en fonction de la fréquence f et de la lenteur s_1 .

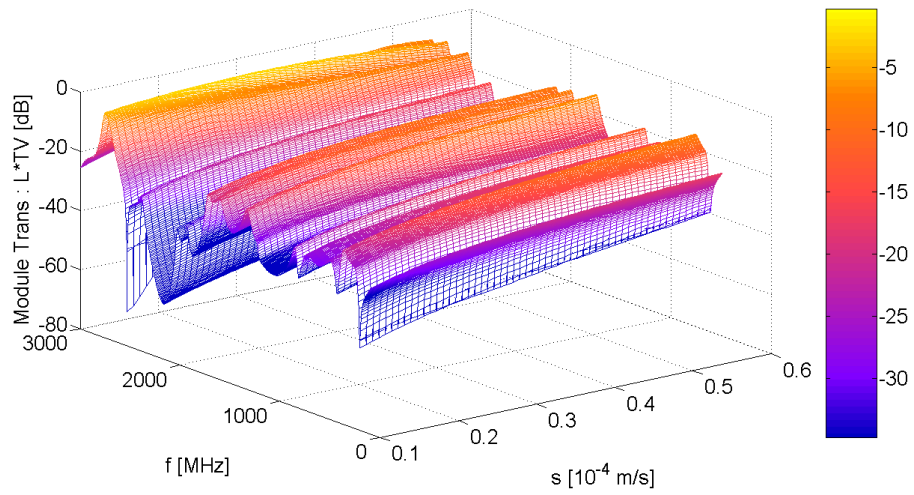


FIGURE 2.24 – Courbe de transmission $L \rightarrow TV$ du miroir de Bragg en fonction de la fréquence f et de la lenteur s_1 .

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

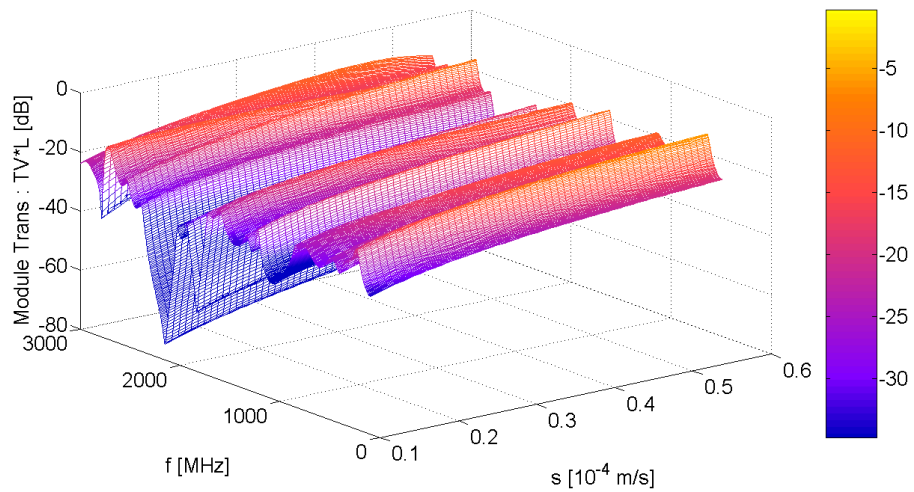


FIGURE 2.25 – Courbe de transmission $TV \rightarrow L$ du miroir de Bragg en fonction de la fréquence f et de la lenteur s_1 .

Paramètre	valeur
$\frac{a}{p}$	0.5
γ	0.5
λ	$20 \mu m$
$p = \frac{\lambda}{2}$	$10 \mu m$
Epaisseur AlN	$2 \mu m$

TABLE 2.5 – Paramètres pour le calcul de l'impédance harmonique en utilisant la méthode de calcul des permittivités effectives.

La courbe à $s_1 \approx 0$ s/m correspond à la réponse en transmission d'un miroir de Bragg pour une propagation verticale pour laquelle, les transmissions correspondant aux termes croisés ($T_{L \rightarrow TV}$ et $T_{TV \rightarrow L}$) tendent vers zéro. Lorsque s_1 augmente, la transmission augmente, ce qui laisse penser que les résonateurs à ondes acoustiques guidées sont moins bien isolés que ceux à ondes de volume.

2.3.4 Calcul de la réponse d'un résonateur utilisant des peignes interdigités

Une fois les épaisseurs des couches du miroir de Bragg et la couche piézoélectrique déterminées, nous pouvons calculer l'impédance harmonique de deux :

- La méthode de calcul d'admittance harmonique basée sur la permittivité électrique introduite par Bløtekjaer et Ingebrigstensen en 1973 [BIS73].
- La méthode des calculs par éléments finis AtilaTM couplés à des calculs d'éléments de frontière pour la prise en compte du substrat.

Les avantages et les limites de ces deux méthodes sont discutés dans la Section 3.2 du chapitre suivant (Chap. 3). Dans cette section nous allons utiliser la méthode basée sur la permittivité électrique. L'impédance est calculée en inversant l'admittance harmonique.

La méthode basée sur la permittivité électrique suppose une structure infiniment longue, une électrode supérieure de masse négligeable. Dans notre cas, seulement deux niveaux d'excitation sont exploités ($+V, -V$ avec $V = 1$ Volt) disposés de façon alternée, ce qui implique une valeur du paramètre $\gamma = 0.5$. Les paramètres géométriques sont donnés par le Tab. 2.5. La réponse est tracée sur la Fig. 2.26. A cause de nombreuses résonances parasites, cette réponse n'est pas convenable. Dans le chapitre suivant (Chap. 3), nous verrons qu'il est possible d'améliorer la réponse en ayant un pic de résonance plus marqué et en minimisant les résonances parasites en jouant à la fois sur les épaisseurs des couches du miroir de Bragg et les paramètres géométriques.

2.3 Utilisation d'un miroir de Bragg désaccordé

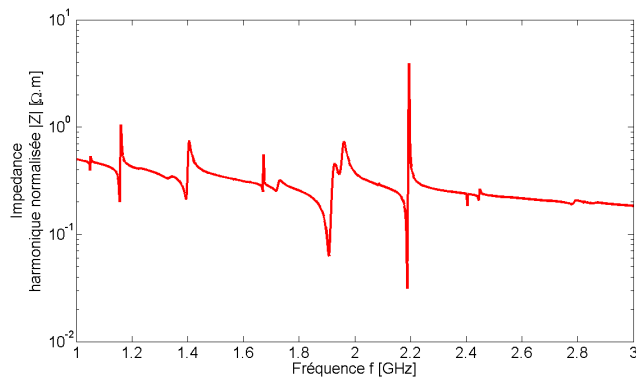


FIGURE 2.26 – Impédance harmonique normalisée de l'empilement donné par le Tab. 2.4 avec les paramètres donnés par le Tab. 2.5 . calculée par la méthode de calcul des permittivités effectives.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux types de structures, plus ou moins adaptés selon la gamme de fréquence utilisée, permettant le guidage d'ondes acoustiques dans une couche piézoélectrique. La première structure utilise un confinement par réflexion interne totale dans la couche guidante. Cette méthode requiert de ralentir les ondes dans le guide jusqu'à les rendre plus lentes que les ondes de volume dans le substrat. Nous avons cependant vu qu'en procédant ainsi les ondes se trouvent confinées à la fois dans la couche piézoélectrique et dans les couches de ralentissement, voire même uniquement dans ces dernières, ce qui réduit fortement les performances du résonateur final. La seconde structure étudiée utilise, elle, un miroir de Bragg dimensionné pour confiner toutes les polarisations. Les ondes sont donc uniquement confinées dans la couche piézoélectrique, ce qui permet d'obtenir théoriquement des performances proches des résonateurs à ondes de Lamb classiques. Dans la section suivante nous allons utiliser cette dernière pour calculer les épaisseurs optimales et dimensionner notre résonateur.

Chapitre 3

Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

Introduction

Dans le chapitre précédent (Chap. 2), nous avons analysé la propagation d'ondes acoustiques guidées dans une structure multi-couche et présenté les différentes méthodes de calcul utilisées. Nous avons vu qu'en formant un guide d'onde par utilisation d'un miroir de Bragg pour isoler la couche guidante du substrat, nous pouvions exploiter des ondes proches des ondes de Lamb et ainsi obtenir des résonateurs aux caractéristiques intéressantes. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la conception de tels résonateurs. Nous déterminerons dans un premier temps l'empilement technologique à partir duquel le résonateur est fabriqué. Nous dimensionnerons ensuite les électrodes qui se présentent sous forme de peignes interdigités. Nous présenterons également différentes options envisagées, concernant la géométrie du résonateur.

3.1 Conception d'un miroir de Bragg désaccordé

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (Chap. 2), un résonateur à ondes guidées est constitué d'une couche piézoélectrique (de nitrure d'aluminium) déposée au-dessus d'un miroir de Bragg. Afin d'exciter des ondes, nous utilisons des électrodes localisées entre le miroir et la couche piézoélectrique et au-dessus de celle-ci (Fig. 3.1). Nous choisissons une épaisseur d'électrodes minimale, afin de minimiser leur influence mécanique et de nous rapprocher au mieux du comportement idéal du résonateur, tout en maintenant une conductivité électrique suffisante. Nous prenons donc une épaisseur de 300 nm de molybdène à la fois pour l'électrode inférieure et pour l'électrode supérieure. Technologiquement, il s'agit également d'une épaisseur couramment utilisée pour la réalisation de résonateurs BAW au

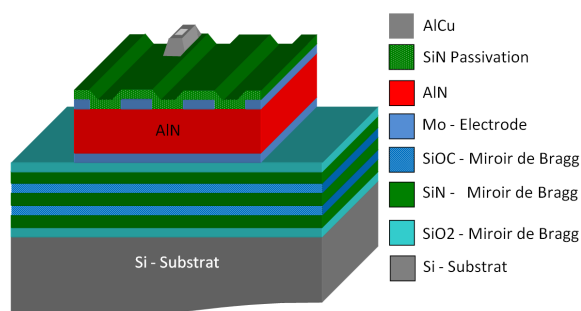


FIGURE 3.1 – Empilement technologique de base utilisé pour la conception des résonateurs et filtres à ondes acoustiques guidées.

CEA-Leti. Conformément au procédé de réalisation de résonateurs BAW développé au CEA-Leti, nous encapsulons les résonateurs ensuite par une couche de nitrure de silicium (SiN) de 250 nm , dite couche de passivation. Cette couche permet d'isoler le métal des électrodes et la couche piézoélectrique de l'atmosphère, et en particulier limite les effets d'oxydation ou de prise d'humidité, qui pourraient nuire à la stabilité chimique des matériaux composant le résonateur. Enfin, afin de fournir des contacts électriques et de renforcer la conductivité des lignes d'accès au résonateur, nous formons des vias à travers la couche de passivation et éventuellement à travers la couche piézoélectrique, remplis par une couche de $1\ \mu\text{m}$ d'alliage d'Aluminium/Cuivre (*AlCu*).

3.1.1 Dimensionnement du miroir de Bragg

Pour obtenir un guidage des ondes dans la couche piézoélectrique, nous devons déterminer un empilement qui offre une transmission inférieure à celle obtenue sur la Fig. 2.21 de la Section 2.3.3 du Chap. 2, soit $T_{Bragg} = -12\text{ db}$ pour les ondes de cisaillement à la fréquence $f_r = 1900\text{ MHz}$. Dans cette section, nous allons déterminer les épaisseurs des couches du miroir de Bragg pour assurer un minimum de transmission. La méthode développée pour atteindre cet objectif passe par plusieurs étapes qui sont décrites dans les sections suivantes.

3.1.1.1 Définition d'un empilement périodique

Nous rappelons que nous avons choisi le couple le couple *SiN/SiOC* (Section 2.3 du chapitre précédent (Chap. 2)). La fréquence de résonance et la valeur désirée pour la lenteur sont fixées. Dans notre cas nous concevons un dispositif résonant à la fréquence $f_r = 1900\text{ MHz}$ avec une lenteur $s_1 = 10^{-5}\text{ s/m}$. Nous utilisons trois alternances de couches. L'utilisation d'une alternance de couche d'impédance forte (*SiN*) et d'impédance base (*SiOC*) doit permettre de créer des réflexions aux interfaces permettant la formation

3.1 Conception d'un miroir de Bragg désaccordé

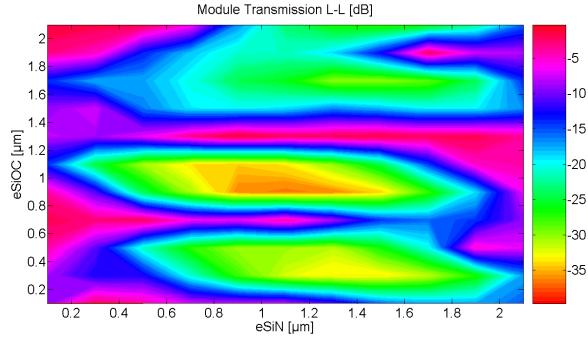


FIGURE 3.2 – Courbe de transmission du miroir de Bragg des ondes longitudinales en fonction des épaisseurs des couches SiN et $SiOC$ à la fréquence $f_r = 1960MHz$ et la longueur $s_1 = 0.1\mu m.MHz$.

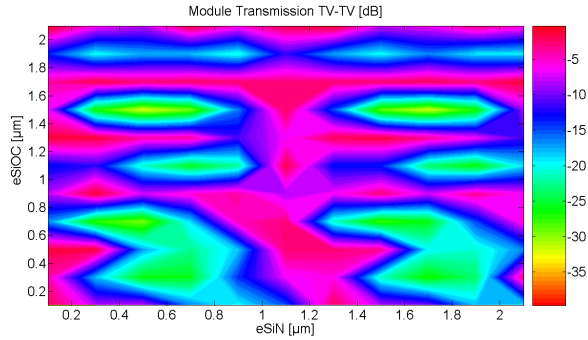


FIGURE 3.3 – Courbe de transmission du miroir de Bragg des ondes transversales en fonction des épaisseurs des couches SiN et $SiOC$ à la fréquence $f_r = 1960MHz$ et la longueur $s_1 = 0.1\mu m.MHz$.

d'interférences destructives au niveau du sommet du miroir. Rappelons que la théorie du miroir de Bragg démontre que le maximum d'interférences destructrices est atteint lorsque l'épaisseur des couches est égale au multiple impair du quart de la longueur d'onde de l'onde qui se propage $(2N + 1)\frac{\lambda}{4}$, $N \in \mathbb{N}$. L'application directe de cette théorie est impossible dans le cas d'une onde guidée constituée par la superposition d'ondes partielles qui ne se propagent pas avec la même longueur d'onde : les ondes longitudinales L et les ondes transversales verticales TV . Nous devons isoler à la fois ces ondes longitudinales et transversales.

La première étape consiste à calculer la transmission pour chaque polarisation en fonction des épaisseurs des couches du miroir de Bragg. Toutes les épaisseurs des couches de SiN sont dans un premier temps fixées à la même valeur. On fait de même pour les couches de $SiOC$. La Fig. 3.2 et la Fig. 3.3 donnent les courbes de transmission des modes longitudinaux (L) et transverses (TV) pour des épaisseurs de couches de SiN et de $SiOC$ variant entre $0.1\mu m$ et $2.2\mu m$.

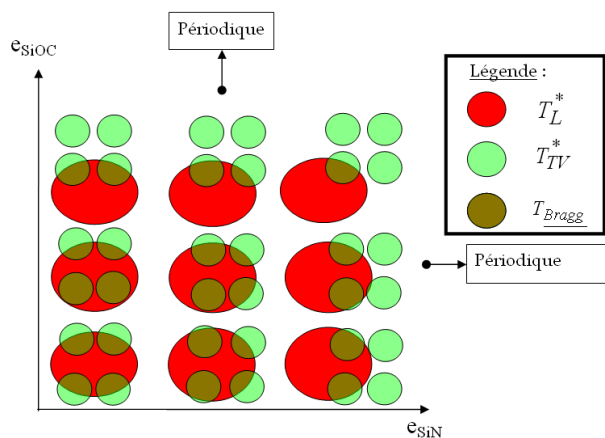


FIGURE 3.4 – Schéma de l'évolution des minima (lobes) et des maxima de transmission en fonction des épaisseurs des couches du miroir de Bragg. Les lobes sont périodiques en fonction de e_{SiN} et e_{SiOC} .

Les courbes de transmission sont constituées d'une série de maxima et de minima de transmission formant des lobes. Ces lobes sont périodiques par rapport aux épaisseurs de chaque couche et se situent approximativement aux épaisseurs égales à des multiples impaires du quart de la longueur d'onde de la polarisation étudiée dans la couche considérée, soit $2N \times \lambda_{SiN} + \frac{\lambda_{SiN}}{4}$ pour le SiN et $2N \times \lambda_{SiOC} + \frac{\lambda_{SiOC}}{4}$ pour le $SiOC$, ($N \in \mathbb{N}$). Les lobes qui correspondent aux ondes transverses TV (couleur verte sur la Fig. 3.4) sont approximativement deux fois plus rapprochés et de largeurs plus réduites que ceux correspondant aux ondes longitudinales L (couleur rouge sur la Fig. 3.4). Ces lobes ressemblent idéalement à ceux de la Fig. 3.4. Pour minimiser à la fois la transmission des ondes longitudinales, des ondes transversales et des modes croisés, nous traçons le maximum de transmission (cas le plus défavorable) entre toutes les polarisations pour chaque couple d'épaisseurs. Ce choix est arbitraire et d'autres choix seraient possibles comme la sommation pondérée de la transmission de chaque polarisation par exemple. Les lobes de la Fig. 3.5 correspondent bien à l'intersection des lobes de chaque mode isolé (Eq. (2.42)) de la Section 2.3 du Chap. 2).

Sur la courbe de transmission globale, un point avec une transmission faible est choisi. Pour minimiser les épaisseurs de couches déposées, nous choisissons le couple d'épaisseurs suivant : $e_{SiN} = 0.7 \mu m$ et $e_{SiOC} = 0.5 \mu m$. Ce point correspond à une transmission $T_{Bragg} = -22 dB$. Cette valeur peut être améliorée en permettant la variation de l'épaisseur de chaque couche **indépendamment**. Le couple d'épaisseur correspondant au point choisi est alors utilisé comme jeu d'épaisseurs initiales pour l'étape suivante.

3.1 Conception d'un miroir de Bragg désaccordé

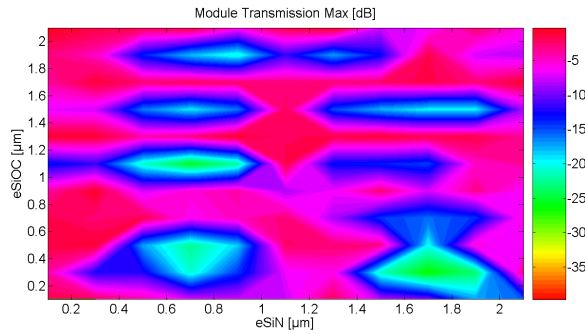


FIGURE 3.5 – Maxima et minima de transmission en fonction de e_{SiN} et e_{SiOC} .

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (μm)
# 9	<i>Mo</i>	0.3
# 8	<i>SiO₂</i>	0.5
# 7	<i>SiN</i>	0.7
# 6	<i>SiOC</i>	0.5
# 5	<i>SiN</i>	0.7
# 4	<i>SiOC</i>	0.5
# 3	<i>SiN</i>	0.7
# 2	<i>SiO₂</i>	0.5
# 1	<i>Si</i>	Semi-infini

TABLE 3.1 – Épaisseurs initiales du miroir de Bragg utilisées pour l'optimisation par variations indépendantes des épaisseurs (Fig. 3.5).

3.1.1.2 Optimisation du coefficient de réflexion par variation indépendante de l'épaisseur de chaque couche

Pour minimiser davantage la transmission du miroir de Bragg, nous faisons varier les épaisseurs de façon indépendante. De plus, pour des raisons technologiques détaillées dans le chapitre suivant, la première et la dernière couche de *SiOC* sont habituellement remplacées par des couches de *SiO₂*, ce qui a tendance à rompre la périodicité du miroir de Bragg. Nous prenons comme point de départ, le jeu d'épaisseurs fournies par l'étude de la section précédente, récapitulée dans le Tab. 3.1.

Nous pouvons utiliser deux méthodes pour faire varier les épaisseurs de façon indépendante :

- Une variation manuelle
- Un algorithme d'optimisation.

Les deux méthodes peuvent être combinées.

Chapitre 3. Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

Nous avons utilisé un algorithme d'optimisation de type **Gauss-Newton** ou **Levenberg-Marquardt** implémenté dans la plupart des logiciels de calcul numérique dont Matlab[®]. La validité de cette méthode dépend de la convergence de l'algorithme de recherche de minimum et des valeurs initiales d'où l'importance d'une recherche préalable de couples d'épaisseurs initiales décrite dans la section précédente (Section 3.1.1.1). Le calcul de la transmission étant un problème fortement non linéaire, l'algorithme d'optimisation peut ne pas donner de résultat satisfaisant si les épaisseurs initiales sont trop éloignées des épaisseurs optimales. Soit F^{cte} la fonction qui calcule les transmissions du miroir de Bragg pour les modes partiels :

$$\overrightarrow{e}_{[Bragg]} = \begin{pmatrix} e_{SiO_2\#2} \\ e_{SiN\#3} \\ e_{SiOC\#2} \\ e_{SiN\#2} \\ e_{SiOC\#1} \\ e_{SiN\#1} \\ e_{SiO_2\#1} \end{pmatrix} \xrightarrow{F^{cte}} \begin{pmatrix} T_{L \rightarrow L} \\ T_{L \rightarrow TV} \\ T_{TV \rightarrow TV} \\ T_{TV \rightarrow L} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

l'objectif est de minimiser la fonction d'erreur $\|\overrightarrow{\varepsilon}\|$:

$$\min_{\overrightarrow{e}_{[Bragg]}} \|\overrightarrow{\varepsilon}\|_2^2 \quad (3.2)$$

avec :

$$\|\overrightarrow{\varepsilon}\| = \left\| \begin{pmatrix} T_{L \rightarrow L} \\ T_{L \rightarrow TV} \\ T_{TV \rightarrow TV} \\ T_{TV \rightarrow L} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} T_{f_r} \\ T_{f_r} \\ T_{f_r} \\ T_{f_r} \end{pmatrix} \right\| \quad (3.3)$$

dans le cas du calcul du coefficient de transmission

$$\overrightarrow{\varepsilon} = \left\| \begin{pmatrix} 1 - R_{L \rightarrow L} \\ 1 - R_{L \rightarrow TV} \\ 1 - R_{TV \rightarrow TV} \\ 1 - R_{TV \rightarrow L} \end{pmatrix} \right\| \quad (3.4)$$

dans le cas du calcul du coefficient de réflexion.

T_{f_r} est la valeur de la transmission désirée à la fréquence f_r en décibels. Le miroir obtenu est caractérisé par deux facteurs : son coefficient de transmission maximal entre les deux polarisations considérées à la fréquence de résonance et l'étendue en fréquence du lobe de transmission centré sur la fréquence f_r (souvent appelée bande d'arrêt). Il est très difficile de réduire la transmission et d'élargir le lobe du miroir en même temps. Il faut donc

3.1 Conception d'un miroir de Bragg désaccordé

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (μm)
# 9	<i>Mo</i>	0.3
# 8	<i>SiO₂</i>	0.6
# 7	<i>SiN</i>	0.54
# 6	<i>SiOC</i>	1.04
# 5	<i>SiN</i>	0.56
# 4	<i>SiOC</i>	1.04
# 3	<i>SiN</i>	0.8
# 2	<i>SiO₂</i>	1.12
# 1	<i>Si</i>	Semi-infini

TABLE 3.2 – Épaisseurs des couches du miroir de Bragg après optimisation manuelle.

faire un compromis. Dans le cas où l'optimisation converge, la solution présente généralement une transmission plus faible mais l'étendue en fréquence du lobe correspondant est plus étroite que dans le cas d'une recherche manuelle.

Le dimensionnement manuel d'un miroir conduit aux épaisseurs de l'empilement du Tab. 3.2 et aux coefficients de transmission de la Fig. 3.6. Le minimum de transmission est de $T_{Bragg} = -29.5 \text{ dB}$, obtenu pour les deux polarisations en même temps, et la bande du miroir est centrée sur la fréquence $f_r = 1.96 \text{ GHz}$. Il faut noter la présence dans l'empilement de l'électrode inférieure du résonateur en molybdène (*Mo*) qui ne fait pas partie du miroir proprement dit. La transmission est calculée à partir du coefficient de réflexion au niveau de l'interface *SiO₂ – Mo*.

Toute onde dont la fréquence comprise dans la bande d'arrêt du miroir de Bragg est fortement réfléchi, quel que soit son angle d'incidence. Cette structure est appelée miroir Bragg **omnidirectionnel** dans la littérature [KCR⁺07]. L'isolation obtenue par le miroir de Bragg optimisé est une condition nécessaire pour assurer ainsi le guidage d'une onde dans la couche piézoélectrique, mais pas suffisante pour permettre l'obtention d'un résonateur présentant un fort coefficient de qualité et un coefficient de couplage électromécanique satisfaisant. Il convient également de minimiser l'effet des résonances parasites dues aux autres modes de propagation que l'on retrouve sur la courbe de dispersion (modes A_1 , A_2 et S_2). Cette étape est décrite dans la Section 3.4.

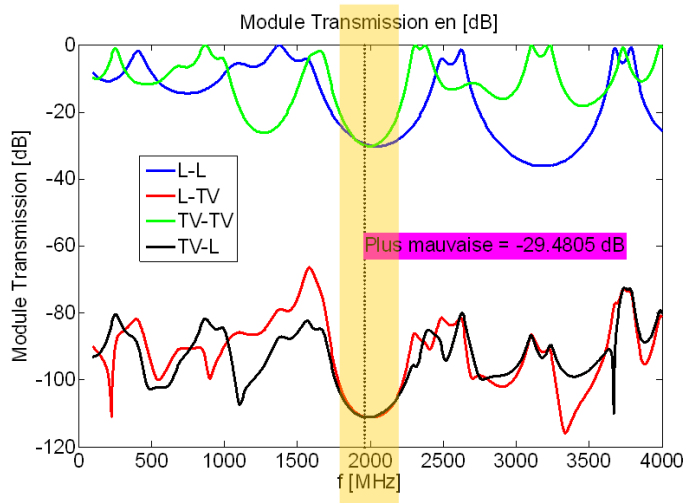


FIGURE 3.6 – Courbes de transmission correspondant à l’empilement décrit dans le Tab. 3.2.

Matériau	ρ [kg/m^3]	Z_L [kg/m^2s]	Z_T [kg/m^2s]
<i>SiOC</i>	$1.47 \cdot 10^3$	3 822 000	2 452 536
<i>SiO₂</i>	$2.20 \cdot 10^3$	13 134 000	8 204 745
<i>SiN</i>	$2.60 \cdot 10^3$	23 140 000	11 656 024

TABLE 3.3 – Propriétés des matériaux utilisés dans l’exemple.

3.1.2 Influence de la dispersion des épaisseurs des couches du miroir de Bragg

Dans cette section, nous nous proposons de déterminer l’influence de l’effet de la dispersion des épaisseurs des couches du miroir de Bragg sur la transmission de ce dernier. Cette étude dépend des matériaux utilisés et surtout de l’empilement. En traçant la courbe de la variation de la transmission en fonction des variations relatives d’épaisseurs des couches du miroir de Bragg (Fig. 3.7), nous pouvons remarquer que le coefficient de transmission est plus sensible aux variations d’épaisseur des matériaux d’impédance élevée et/ou de masse volumique élevée.

Le Tab. 3.3 présente l’impédance acoustique des matériaux utilisés par ordre croissant :

Le coefficient de transmission T_{Bragg} est beaucoup plus sensible à la variation relative des épaisseurs des couches de *SiOC* que de *SiN*.

Après avoir déterminé l’empilement technologique, dans la section suivante, nous déterminerons les paramètres géométriques des résonateurs à ondes acoustiques guidées.

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur

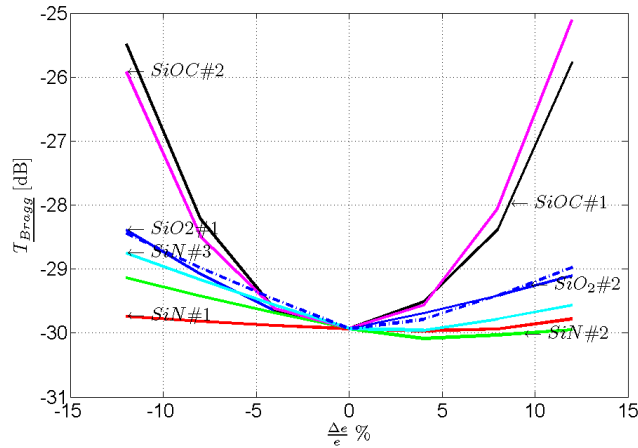


FIGURE 3.7 – Variation du coefficient de transmission en fonction de la variation des épaisseurs des couches du miroir de Bragg : $\frac{\Delta e}{e}$ représente le surplus d'épaisseur $e + e \cdot \frac{\Delta e}{e} \%$.

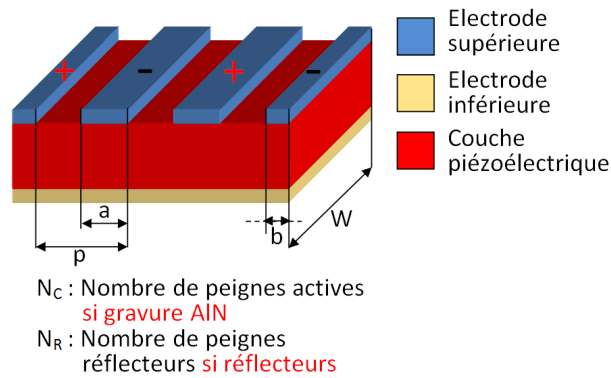


FIGURE 3.8 – Les paramètres à déterminer avant la conception technologique.

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur

Dans cette section nous allons déterminer les paramètres clés pour la réalisation technologique d'un résonateur à ondes acoustiques guidées et les valeurs que nous avons déterminées dans les résonateurs fabriqués au cours de cette thèse.

3.2.1 Paramètres géométriques clés d'un résonateur à ondes acoustiques guidées

Pour concevoir un résonateur à ondes guidées, il faut déterminer l'épaisseur des couches de l'empilement. La Section 2.2 du Chap. 2 et la Section 3.1.1 décrivent les méthodes que nous avons utilisées pour déterminer les

épaisseurs des couches du miroir de Bragg. Pour l'épaisseur des électrodes inférieures et supérieures, nous choisissons $e_{Mo} = 0.30 \mu m$. Cette valeur doit être la plus faible possible tout en permettant une bonne conductivité électrique à la fréquence que nous utilisons. La valeur choisie est celle utilisée classiquement pour fabriquer les résonateurs BAW du Leti. L'épaisseur de la couche de protection en SiN , aussi appelée couche de passivation, est $e_{SiN} = 0.25 \mu m$. Cette valeur est également issue de la technologie BAW Leti. Au niveau des vias et des contacts d'accès, nous utilisons un alliage aluminium-cuivre ($AlCu$) d'épaisseur $e_{AlCu} = 1 \mu m$. La deuxième série de paramètres clés concerne les dimensions topologiques (Fig. 3.8). La période des peignes p sera décrite dans la Section 3.2.3 et l'optimisation du rapport de métallisation $\frac{a}{p}$ qui détermine la largeur de l'électrode par rapport à la période dans la Section 3.2.4. La longueur des électrodes W qui fixe la fréquence de résonance sera déterminée par la gravure des flancs du résonateur ou le dépôt de réflecteurs. D'autres paramètres plus spécifiques à la réalisation technologique sont décrits dans le Chap. 4.

Dans un premier temps, nous allons résumer la méthode de calcul utilisée pour le dimensionnement de la géométrie des résonateurs. Puis nous aborderons le dimensionnement des peignes interdigués : tout d'abord leur période, puis la largeur des peignes. Enfin, nous nous intéresserons à la longueur du résonateur et aux moyens de délimiter la cavité résonante.

3.2.2 Méthodes de calculs

Pour la détermination des paramètres géométriques clés d'un résonateur, nous utilisons :

- La méthode de calcul d'admittance harmonique basée sur la permittivité électrique introduite par Bløtekjaer et Ingebrigstensen en 1973 [BIS73]
- La méthode des calculs par éléments finis AtilaTM couplés à des calculs d'éléments de frontière pour la prise en compte du substrat.

Le calcul d'admittance harmonique a l'avantage d'être très rapide mais présente un grand inconvénient : il suppose un nombre infini de peignes. En posant comme hypothèse que nous avons un nombre suffisant de peignes pour que l'onde acoustique se propage comme si elle se propageait sous un réseau infini de peignes, cette méthode de calcul fournit une estimation de l'admittance électrique d'un peigne en fonction de la période du peigne et du rapport de métallisation. La méthode de simulation par éléments finis a l'avantage de permettre de déterminer la réponse avec un nombre de peignes limité. Le plus grand inconvénient est le temps de calcul important et des parasites dont nous n'avons pas réussi à déterminer les origines et qui n'ont pas été vus sur les mesures électriques. A titre d'exemple, pour le calcul de

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur

la réponse électrique¹ (calcul en 1000 points de fréquence) de résonateurs disposant d'un nombre de peignes entre 1 et 5, Atila[®] & Microsonics[®] a mis environ 2h de temps par peigne sur un PC Intel[®] Pentium[®] D CPU 3.40 GHz avec 1 Go de mémoire RAM sous Windows XP[™] Service Pack 2. Au delà de 5 peignes nous avons constaté une élévation rapide du temps de calcul. Le calcul pour un résonateur simple avec 7 peignes pour 1000 points de fréquence n'est pas fini après plus d'une semaine de calcul. Nous n'avons pas réussi à faire nos calculs sur les super-calculateurs du CEA parce que ces outils tournent avec le système d'exploitation UNIX que Microsonics ne supporte pas. En se basant sur les réalisations de dispositifs SAW habituels, le nombre de peignes est de l'ordre de plusieurs centaines, ce qui nous a dissuadé d'utiliser Atila[®] & Microsonics[®] pour la détermination des dimensions géométriques des résonateurs à ondes acoustiques guidées.

3.2.3 Détermination de la période des peignes interdigités

Dans cette section nous allons parler de la détermination de la longueur d'onde λ des ondes acoustiques qui se propagent dans le résonateur. Cette longueur d'onde détermine la période des peignes du résonateur. La période doit être égale à la moitié de la longueur d'onde pour avoir une excitation des ondes acoustiques. En effet, il faut avoir le signal électrique positif (+) et négatif (-) en phase avec les ventres de vibration acoustique. Une fois que la condition d'excitation est satisfaite, il faut créer une boucle de résonance. Cette boucle est créée par deux manières :

- En gravant les extrémités de la couche piézoélectrique pour fixer la largeur du résonateur à un multiple impair de la demi-longueur d'onde $l = (2N + 1)\frac{\pi}{k}$. Les ondes sont alors réfléchies à l'intérieur du résonateur au niveau de l'interface **solide/vide**. Dans ce cas la boucle de résonance est créée par une condition mécanique,
- En utilisant des réseaux d'électrodes court-circuitées semblables aux réflecteurs des résonateurs SAW. La période de l'alternance de l'empilement métallisé/non métallisé, forme l'équivalent, dans le plan, d'un miroir de Bragg. De plus, si chaque électrode est au même potentiel, tout champ électrique est annulé, ce qui empêche la propagation d'ondes couplées piézoélectriquement.

Pour déterminer la période des peignes, nous avons besoin de connaître la courbe de dispersion du mode utilisé. Cette courbe est calculée par la méthode décrite dans la section précédente (Section 3.2.2). Pour les résonateurs fabriqués dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi le second mode symétrique du guide d'onde (S_1). Le point de fonctionnement est défini par le point qui a la fréquence f_r et qui se trouve sur le mode choisi (S_1) (Fig. 3.9). Après avoir fixé le point de fonctionnement nous lisons la valeur du vecteur

1. Le rapport de la taille des éléments est inférieur à 4 pour garantir des résultats corrects

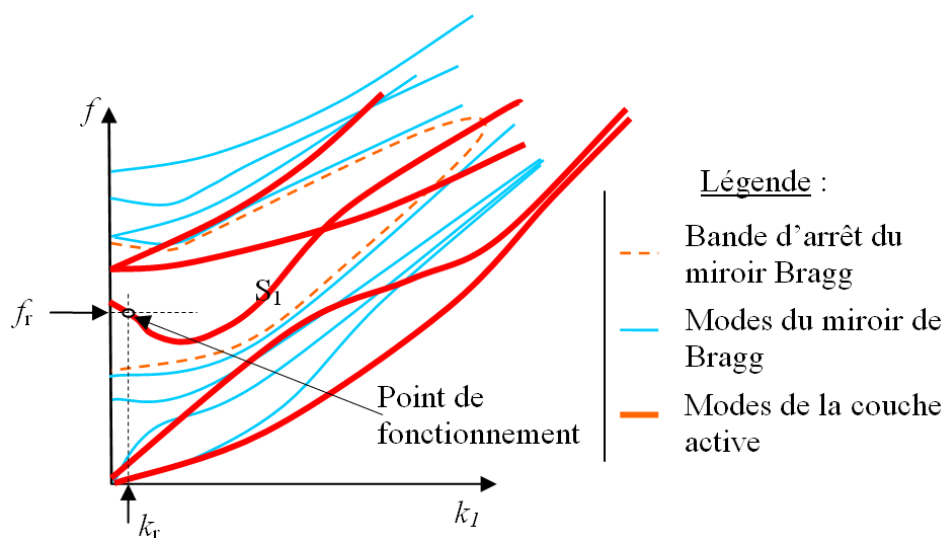


FIGURE 3.9 – Courbe de dispersion d'une couche d'*AlN* sur miroir de Bragg. Les courbes rouges correspondent aux modes de l'*AlN* et la courbe orange à la bande d'arrêt du miroir de Bragg.

d'onde correspondant permettant de déterminer la longueur d'onde et ainsi la période des peignes. Certaines contraintes se posent pour le point de fonctionnement. Ce point doit se trouver dans la zone d'isolation du miroir de Bragg.

La courbe de dispersion correspondant au résonateur dont les épaisseurs sont décrites par le Tab. 3.4 est tracée sur la Fig. 3.10.

Idéalement ce point de fonctionnement correspond aux déformations de la Fig. 3.11(a). Cependant les mêmes conditions aux limites sont satisfaites par le déplacement de la Fig. 3.11(b) qui a un vecteur d'onde triple.

A titre d'exemple dans la Fig. 3.12(a), le point de fonctionnement est d'abord fixé au vecteur d'onde $k_1 = 0.16 \mu m^{-1}$, correspondant à la longueur d'onde $\lambda = 40 \mu m$. La résonance principale est donc à la fréquence $f_r = 2.1 GHz$. Les harmoniques, avec des vecteurs d'onde multiples impaires du vecteur d'onde fondamental, peuvent être excités électriquement parce qu'ils satisfont les mêmes conditions aux limites électriques [KRD⁺09]. Les deux premiers harmoniques sont représentés sur la Fig. 3.12(a). Le premier harmonique génère une résonance parasite à une fréquence proche de $2GHz$, qui apparaît sur la réponse électrique représentée sur la Fig. 3.13. Le fait qu'il soit à une fréquence très proche de la fréquence de la résonance principale est très gênant pour l'utilisation du résonateur notamment en tant que filtre.

A l'opposé dans le cas où nous commençons avec un vecteur d'onde plus élevé $k_2 = 0.37 \mu m^{-1}$, les vecteurs d'onde correspondant aux harmoniques sont aussi plus élevés [KRD⁺09] (Fig. 3.12(b)). En pratique ces modes sont très peu couplés électriquement dans la couche piézoélectrique. Ces har-

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur

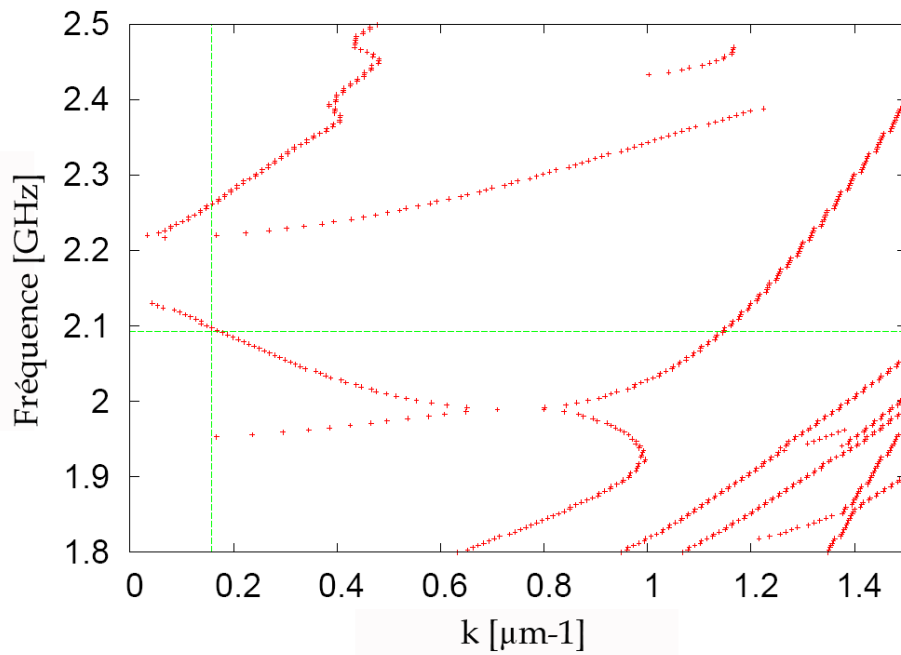


FIGURE 3.10 – Courbe de dispersion de la structure présentée dans le Tab. 3.4. L'intersection entre les lignes pointillées horizontales et verticales correspondent au point de fonctionnement.

moniques ne génèrent donc plus de résonances parasites dans la réponse électrique du résonateur représentée sur la Fig. 3.13.

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (μm)
# 11	<i>SiN</i>	0.3
# 10	<i>AlN</i>	1.7
# 9	<i>Mo</i>	0.3
# 8	<i>SiO₂</i>	0.6
# 7	<i>SiN</i>	0.5
# 6	<i>SiOC</i>	1.0
# 5	<i>SiN</i>	0.6
# 4	<i>SiOC</i>	1.0
# 3	<i>SiN</i>	0.8
# 2	<i>SiO₂</i>	1.1
# 1	<i>Si</i>	Semi-infinie

TABLE 3.4 – Épaisseurs de l'empilement utilisé dans l'exemple.

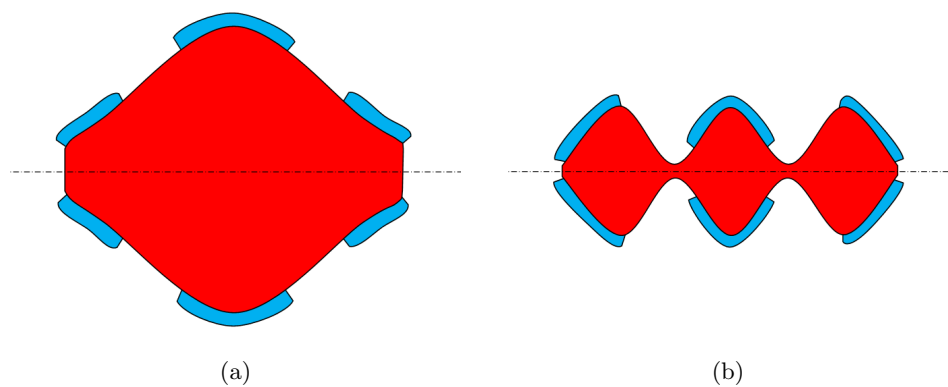
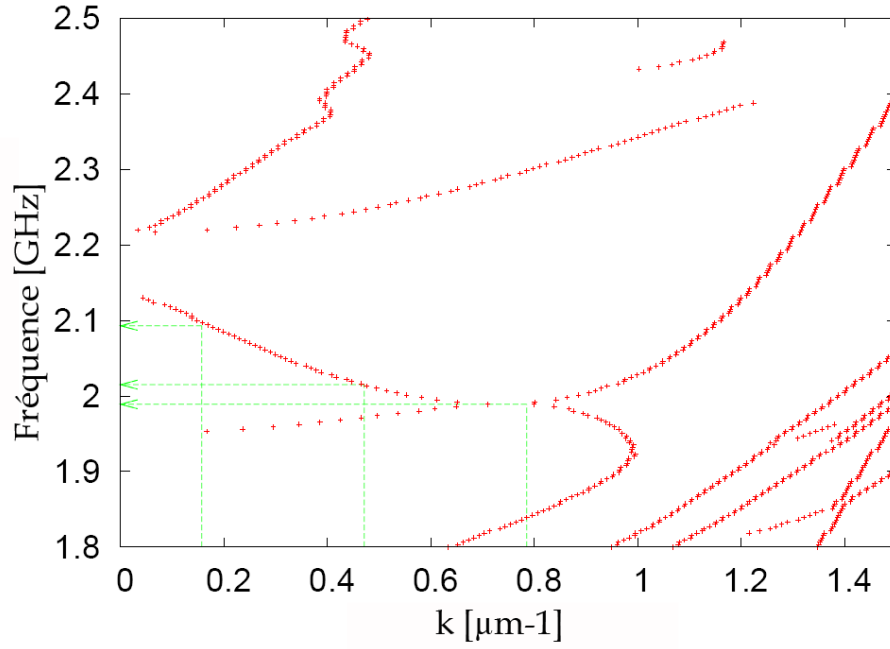
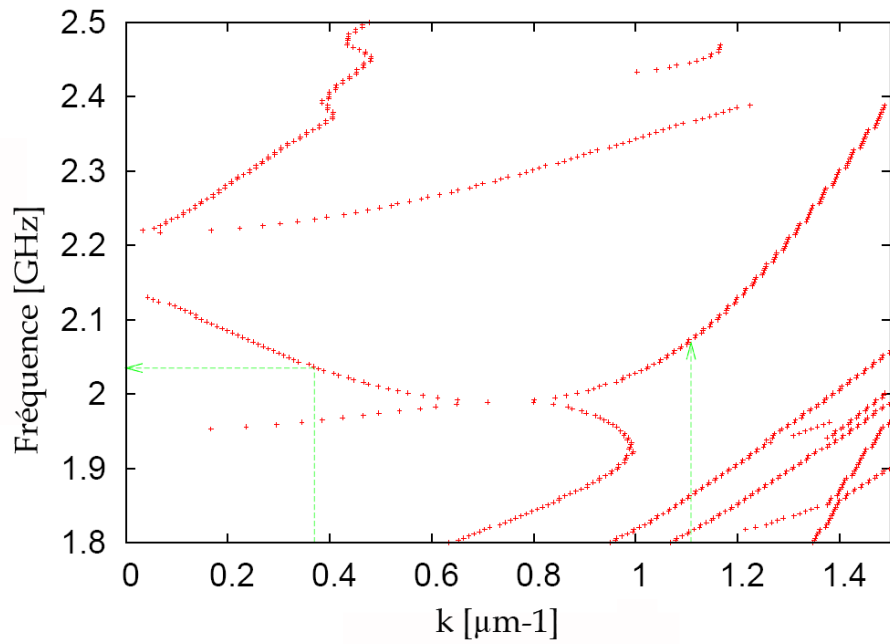


FIGURE 3.11 – Déformation des modes qui peuvent être excités par la structure : (a) mode fondamental avec la longueur d'onde correspondant à la périodicité des électrodes et (b) premier harmonique.

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur



(a)



(b)

FIGURE 3.12 – Représentation des harmoniques pouvant être générés par des électrodes interdigitées avec les périodes de (a) $20 \mu\text{m}$ ($\lambda = 40 \mu\text{m}$) et (b) $8.5 \mu\text{m}$ ($\lambda = 17 \mu\text{m}$).

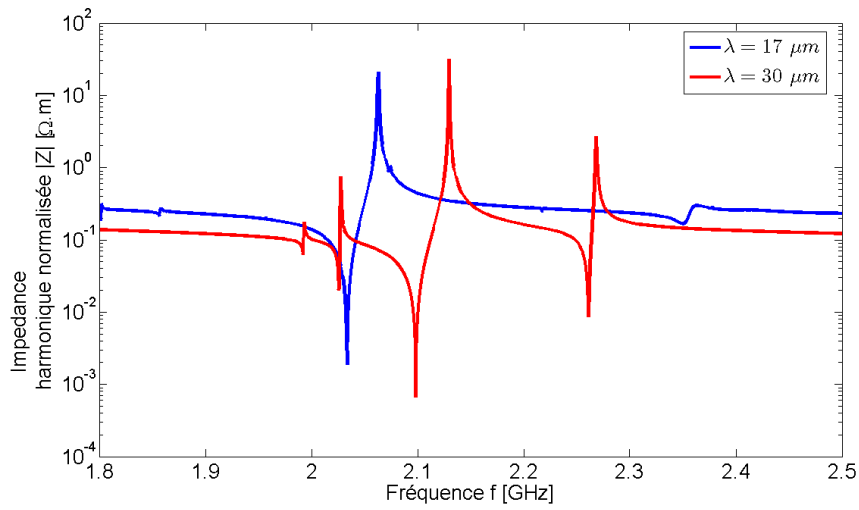


FIGURE 3.13 – Impédance harmonique de résonateurs possédant des vecteurs d'onde $k = 3.7 \cdot 10^5 \mu m^{-1}$ en couleur bleue et $k = 1.85 \cdot 10^5 \mu m^{-1}$ en couleur rouge. Les résonances parasites sont plus couplées pour la courbe rouge autour de la fréquence centrale que pour la courbe bleue.

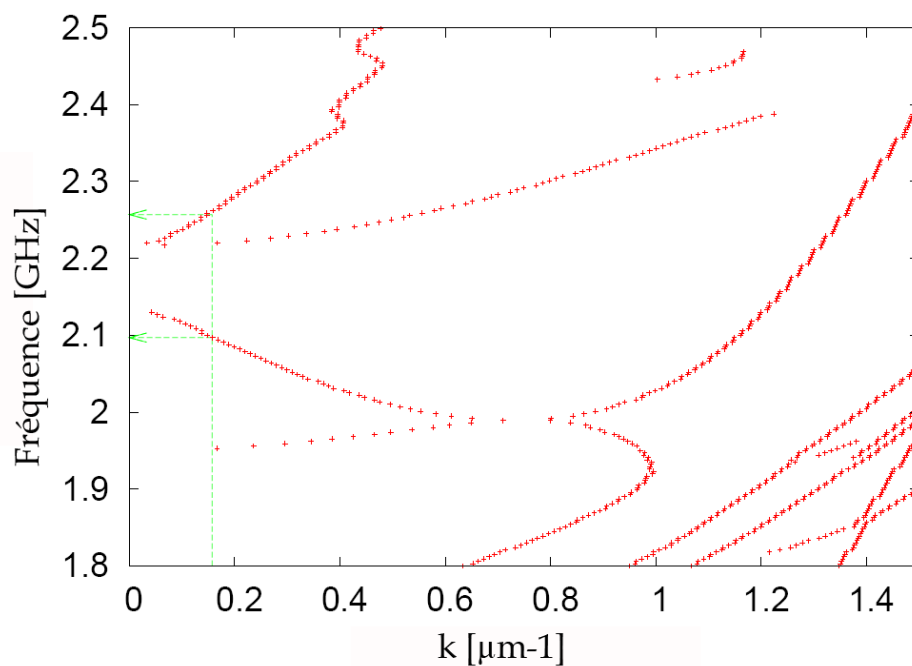
3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur

Il y a cependant des limitations, dans le cas où le vecteur d'onde est grand, certains problèmes se posent :

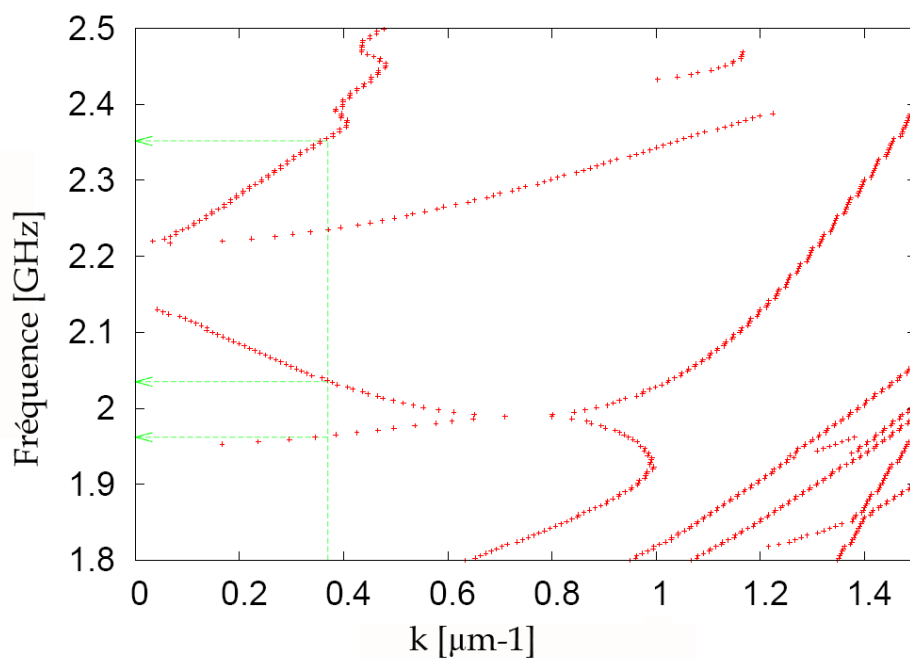
- Le facteur de couplage effectif k_{eff}^2 diminue de façon significative lorsque le vecteur d'onde augmente,
- Le nombre de résonances parasites augmente parce que les harmoniques se rapprochent de la région de la courbe de dispersion où les courbes se rapprochent à cause des modes de fréquences basses qui tendent vers leur limite asymptotique. Même si ces modes ont un coefficient de couplage piézoélectrique négligeable (et donc ne génèrent pas de parasite), un couplage de mode entre le mode désiré et les autres reste toujours possible, aboutissant globalement à la dégradation du facteur de qualité.
- La longueur d'onde devient trop petite, ce qui met plus de contraintes sur le procédé de fabrication.

Donc le choix du vecteur d'onde est un compromis entre la réduction des résonances parasites et la décroissance du facteur de qualité et/ou du coefficient de couplage. Les courbes de dispersion dans la région concernée peuvent être optimisées par une conception appropriée du miroir de Bragg. Il faut noter qu'il y a une autre source de résonances parasites provenant des modes d'ordre supérieur qui correspondent à d'autres branches de dispersion. Même si ces modes ont le même vecteur d'onde que le mode désiré, ou des vecteurs d'onde multiples de ce vecteur d'onde, ils peuvent générer des parasites dans la réponse électrique du résonateur s'ils ont un couplage piézoélectrique qui le permet. La Fig. 3.14 montre la relation entre la courbe de dispersion et les parasites qui peuvent apparaître sur la réponse électrique des deux résonateurs de la Fig. 3.13. Pour ces deux résonateurs, les parasites au delà de la fréquence de résonance sont générés par le mode qui a une fréquence de coupure à $f_c = 2.2\text{ GHz}$. Mais une fois de plus, plus la période des électrodes est petite, plus le nombre d'onde est grand et plus les parasites se situent loin de la résonance principale. Ce qui aboutit globalement à une plus grande pureté spectrale. Cependant, ces types de parasites sont très dépendants du comportement dispersif du résonateur, c'est à dire de l'empilement. Donc un choix approprié des matériaux de l'empilement et de leur épaisseur doit être fait pour éloigner le plus possible les autres branches acoustiques de celle de la fréquence de résonance. La Section 3.4 décrit la réduction de ces résonances parasites en modifiant l'épaisseur de la dernière couche du miroir de Bragg en dioxyde de silicium (SiO_2).

Une fois que la période est déterminée pour les électrodes, il faut alors déterminer leur largeur. c'est l'objet de la section suivante (Section 3.2.4).



(a)



(b)

FIGURE 3.14 – Représentation des parasites provenant d'autres modes générés par les électrodes interdigitées pour une période de (a) $20 \mu\text{m}$ et (b) $8.5 \mu\text{m}$.

3.2.4 Largeur des peignes

Dans le cas des résonateurs à ondes acoustiques guidées, les conditions aux limites électriques ont une grande influence sur le coefficient de couplage piézoélectrique effectif, pas uniquement sur le mode désiré mais aussi sur les modes parasites. Deux mécanismes entrent en jeu :

- Le potentiel électrique est uniforme sous la métallisation. En règle générale, plus le potentiel électrique imposé correspond au potentiel généré par l'onde acoustique (et donc à ses champs de déplacement [RD96], [Aul90]), plus l'excitation est efficace. Pour cette raison, une petite électrode génère uniquement un champ électrique vertical sur une portion réduite du résonateur, et donc génère une extension et une compression sur une petite portion de la longueur d'onde. Ainsi, nous pouvons dire que l'efficacité de l'excitation est moindre pour le mode désiré dans le cas où le rapport de métallisation (rapport largeur d'électrode/période) est faible. Nous pouvons aussi dire que les harmoniques avec des longueurs d'ondes plus petites peuvent être mieux excités, ce qui augmenterait les résonances parasites.
- Au contraire, pour un rapport de métallisation plus élevé, l'excitation est moins efficace pour les harmoniques, parce que la forme de leurs vibrations correspond beaucoup moins à la distribution du potentiel électrique dans leur cas que dans le cas du mode désiré (Fig. 3.15). Cependant, dans ce cas, deux électrodes avec une polarité opposée se rapprochent davantage ainsi la composante horizontale du champ électrique devient plus grande. Les modes qui sont plus sensibles aux composantes des champs électriques situées dans le plan sont excités. Si ces modes ont une longueur d'onde compatible avec la périodicité des électrodes, cela générera des résonances parasites dans le résonateur.

D'après ces deux considérations, un meilleur compromis pour le rapport de métallisation existe. Sur la Fig. 3.16, l'admittance harmonique a été calculée pour différents rapports de métallisation. Pour le rapport de métallisation de 30%, le facteur de couplage piézoélectrique est plus faible à cause de l'excitation moins efficace du mode désiré. Pour un rapport de métallisation de 80%, une résonance parasite apparaît près de la fréquence d'antirésonance. La réponse électrique pour le rapport de métallisation de 50% semble correspondre au meilleur compromis.

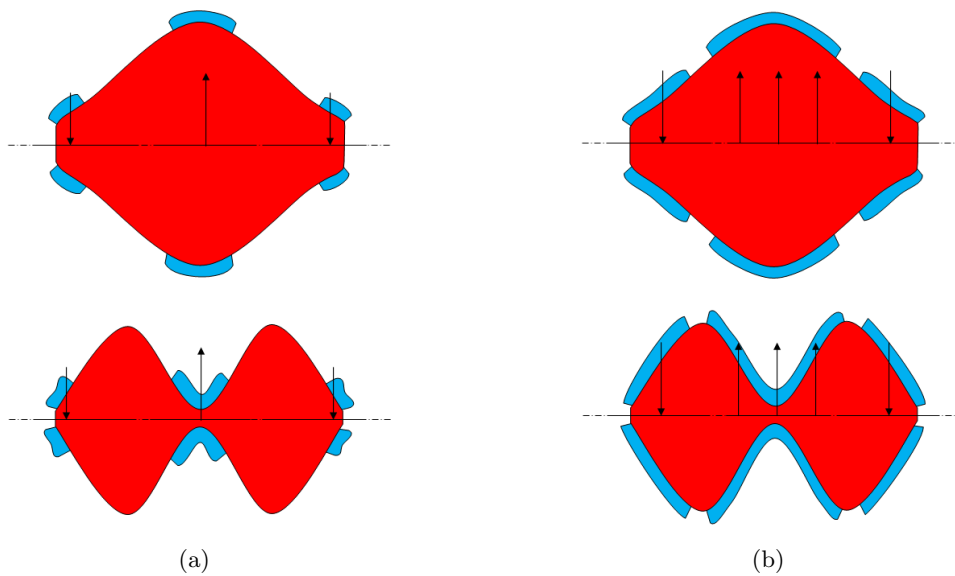
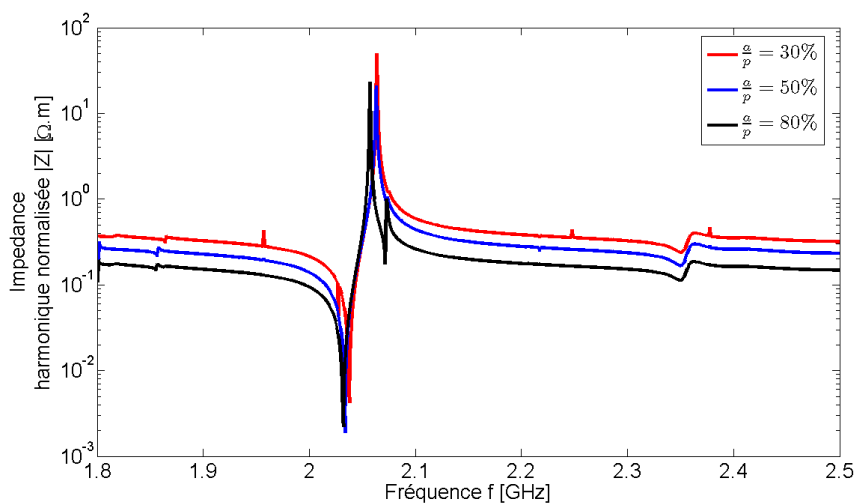
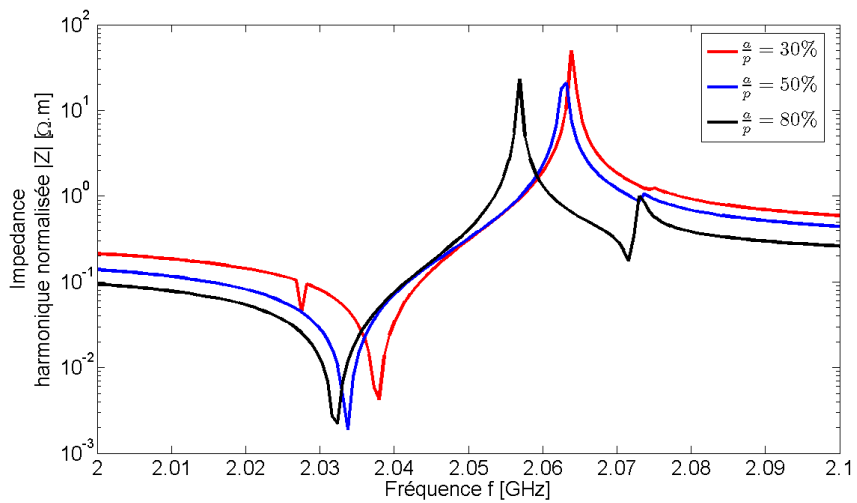


FIGURE 3.15 – Schéma de l'excitation dans le cas de rapports de métallisation de 30% (a) et 80% (b). Les flèches correspondent au champ électrique. L'allure des déformations est tracée en fonction de la disposition des électrodes.

3.2 Dimensionnement de la géométrie d'un résonateur



(a)



(b)

FIGURE 3.16 – Impédance harmonique pour différents rapports de métallisation : (a) réponse large bande et (b) zoom sur les parasites dans la gamme de fréquence 2-2.1 GHz.

3.2.5 Détermination du nombre de peignes et de la longueur du résonateur

La détermination du nombre de peignes est une étape importante. Nous pouvons penser que plus le résonateur possède de peignes, mieux nous excitons les ondes acoustiques. Cependant un des objectifs étant la miniaturisation des composants, nous devons utiliser le minimum de peignes possible tout en garantissant les performances du résonateur. Parmi les outils que nous utilisons dans le cadre de cette thèse, seule la simulation par éléments finis est capable de mener cette étude. Ne disposant pas d'outils adéquats pour calculer la réponse dans un temps raisonnable, nous n'avons donc pas pu déterminer le nombre de peignes nécessaires et suffisant.

Plus le nombre de peignes augmente, plus la capacité statique du résonateur augmente et donc plus l'impédance du résonateur diminue. Cette impédance peut donc être ajustée en fonction du nombre de peignes. Les outils de simulation que nous utilisons, utilisent des modélisations bidimensionnelles du résonateur. Ils calculent donc une admittance par unité de longueur suivant la direction x_3 . Pour normaliser l'impédance à une source de 50Ω , il faut trouver le facteur qui ramène à 50Ω l'impédance simulée à la fréquence de résonance. Ce facteur correspond à l'inverse de la longueur W du résonateur. Connaissant le nombre de peignes, il suffit de calculer la réponse correspondante et de trouver le bon facteur pour adapter le résonateur à 50Ω . En fixant comme hypothèse que le calcul d'admittance harmonique n'est pas éloigné de la réponse de nos structures (autrement dit, nous supposons que chaque résonateur dispose de suffisamment de doigts pour que l'approximation d'un transducteur infini soit valide), la longueur du résonateur nécessaire pour adapter à 50Ω est $W = 3.5\text{ mm}$. Cette longueur étant élevée, nous avons décidé de la limiter à $W = 230\text{ }\mu\text{m}$. Les dispositifs fabriqués ont donc une impédance élevée de l'ordre du $k\Omega$, ce qui n'est a priori pas gênant étant donné que notre but est d'évaluer les performances d'un résonateur uniquement. La section suivante décrit le calcul de l'épaisseur de la couche d' AlN .

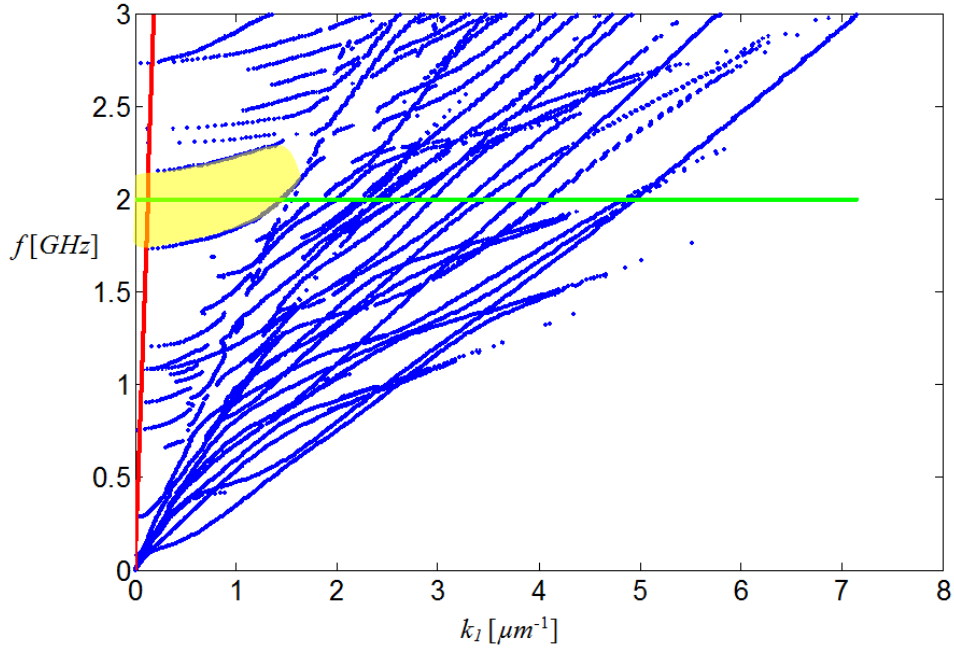


FIGURE 3.17 – Courbe de dispersion du miroir de Bragg optimal, la bande jaune correspond à la bande d'arrêt.

3.3 Calcul de l'épaisseur d' AlN

Dans cette étape, nous traçons les courbes de dispersion du miroir de Bragg dans un premier temps pour valider la présence d'une bande d'arrêt suffisante. Puis nous calculons l'épaisseur de la couche piézoélectrique (AlN) nécessaire pour faire résonner la structure à la fréquence désirée. Dans cette étude nous choisissons le mode S_1 du guide d'onde pour son fort coefficient de couplage électromécanique. La Fig. 3.17 trace la courbe de dispersion pour l'empilement du Tab. 3.2. Nous remarquons bien la présence de la bande d'arrêt (marquée en couleur jaune) autour de 2 GHz .

Nous ajoutons la couche piézoélectrique d'une épaisseur de $e_{AlN} = 2.3\mu\text{m}$ à la structure. La courbe de dispersion correspondante est tracée sur la Fig 3.18.

Lorsque $e_{AlN} = 2.3\mu\text{m}$, nous pouvons constater que le mode S_1 ne correspond pas aux fréquence ($f_r = 1960\text{ MHz}$) et lenteur ($s_1 = 10^{-5}\text{ s/m}$) recherchées. La multiplication de l'épaisseur d'une couche par un facteur α est équivalente à une homothétie d'un facteur $\frac{1}{\alpha}$ sur la courbe de dispersion correspondant à cette couche (on divise les fréquences f et les nombres d'onde k_1 par $\frac{1}{\alpha}$). En appliquant ce principe à la couche d' AlN , une épaisseur $e_{AlN} = 1.70\mu\text{m}$ est obtenue. La courbe de dispersion correspondante (Fig. 3.19) montre que, dans cette nouvelle configuration, le mode S_1 est bien positionné en fréquence et en lenteur.

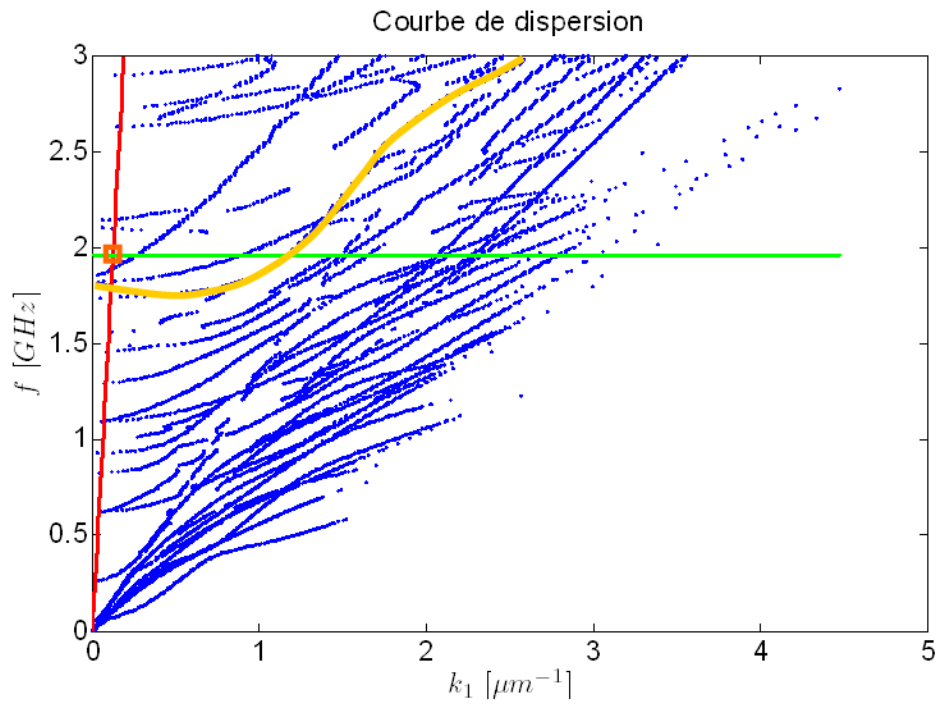


FIGURE 3.18 – Courbe de dispersion de la structure entière avec une épaisseur d'AlN de $e_{AlN} = 2.3 \mu\text{m}$.

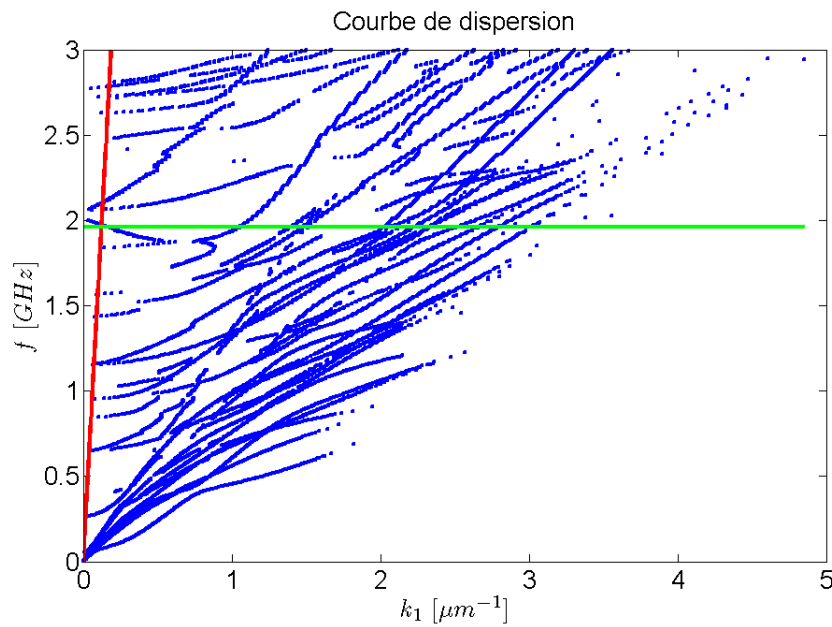


FIGURE 3.19 – Courbe de dispersion de la structure entière avec une épaisseur d'AlN de $e_{AlN} = 1.9 \mu\text{m}$.

3.4 Réduction de l'effet des modes parasites par modification de la dernière couche du miroir de Bragg

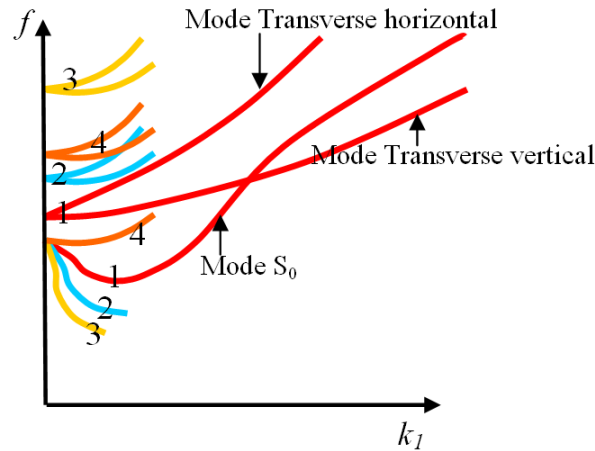


FIGURE 3.20 – Effet de la couche du $SiO_2\#2$ sur les courbes de dispersion des modes S_1 et S_2 .

3.4 Réduction de l'effet des modes parasites par modification de la dernière couche du miroir de Bragg

Une fois que la courbe de dispersion est tracée et que nous choisissons un point de fonctionnement sur le mode S_1 , avant de valider l'empilement, nous minimisons l'effet des résonances parasites dues aux modes transverses propres à l' AlN . Ces modes sont proches du mode S_1 et peuvent donc provoquer des pertes d'énergie acoustique aboutissant à des résonances parasites. La couche supérieure du miroir de Bragg en SiO_2 a un effet important sur la courbe de dispersion de l'ensemble de la structure entière. Cette couche de SiO_2 peut être utilisée pour contrôler les résonances parasites dues aux modes transverses de l' AlN . L'utilisation de la couche de SiO_2 permet de diminuer le coefficient de Poisson équivalent de l'empilement, ce qui a pour effet de déplacer la position relative des modes S_1 et transverses, ainsi que les pentes des courbes de dispersion. Cette modification de la courbe de dispersion, avec l'épaisseur de la couche de SiO_2 , est décrite schématiquement sur la Fig. 3.20 [Min58]. Lorsque l'épaisseur du SiO_2 diminue (courbes 1 à 4), les modes S_1 et transverses du guide d'onde s'éloignent progressivement (courbes 1 à 3) jusqu'à une certaine valeur (courbe 4) où nous remarquons un saut (une discontinuité), les modes se rapprochant à nouveau (en fait, c'est un autre mode qui intervient).

Dans la pratique, pour maintenir une fréquence constante, nous compensons les variations de la couche de SiO_2 par une variation de l'épaisseur d' AlN . La Fig. 3.21(a) présente le cas où l'épaisseur de la couche de SiO_2 n'est pas optimisée ($e_{SiO_2} = 1.5 \mu m$). Les modes transversaux sont proches du mode S_1 du guide d'onde. La Fig. 3.21(b) présente l'exemple dans le cas

Chapitre 3. Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

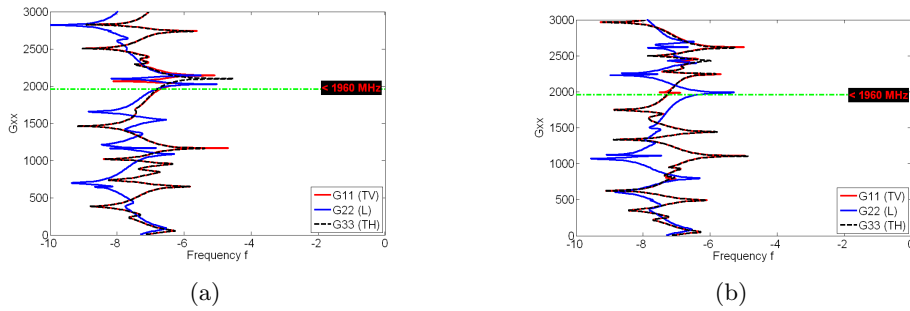


FIGURE 3.21 – Courbes G_{11} , G_{22} , G_{33} en fonction de la fréquence dans le cas où la couche SiO_2 est (a) non optimisée ($e_{SiO_2} = 1.5 \mu m$) et (b) optimisée ($e_{SiO_2} = 0.6 \mu m$).

où l'épaisseur de la couche SiO_2 est optimisée ($e_{SiO_2} = 0.6 \mu m$). Les modes transverses sont éloignés du mode S_1 comparativement à ceux de la courbe de la Fig. 3.21(a).

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout

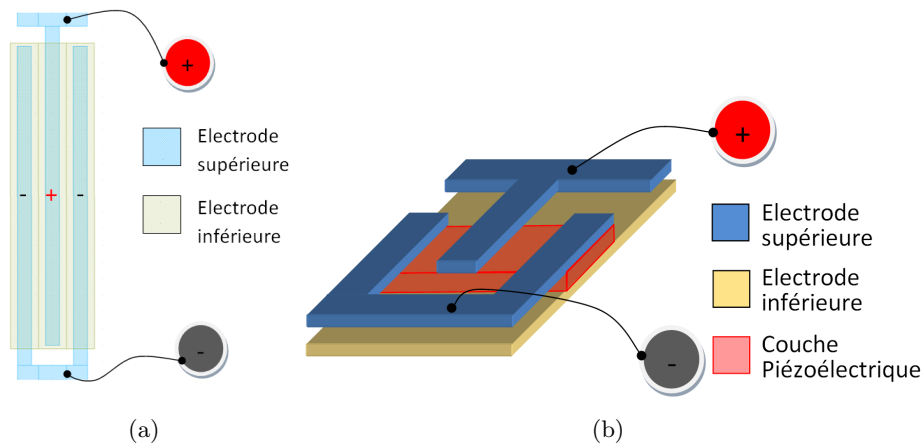


FIGURE 3.22 – Disposition des électrodes en peignes interdigités sur le niveau supérieur et en plan électrique flottant sur le niveau inférieur (a) vue de dessus, (b) vue en perspective.

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout

Après avoir déterminé l'épaisseur des couches de l'empilement technologique, nous exposons les choix de conception technologique.

3.5.1 Différents types de résonateurs fabriqués

Le résonateur est constitué d'une couche piézoélectrique en AlN et d'électrodes d'excitation. Comme expliqué dans la Section 3.2, les électrodes sont des peignes interdigités comme représenté sur la Fig. 3.22.

Les électrodes supérieures sont constituées d'une alternance d'électrodes positives (+) et négatives (-) connectées entre elles de part et d'autres du résonateur. Dans le cas de la Fig. 3.22, l'électrode inférieure est simplement une plaque ayant un potentiel électrique flottant. Ces dispositifs sont appelés des structures à électrode inférieure flottante ou structures **pleine-plaque**. Une autre manière d'imposer des champs électriques verticaux alternatifs consiste à concevoir une électrode inférieure en forme de peignes interdigités, de polarité opposée aux peignes correspondants sur le niveau supérieur comme représenté sur la Fig. 3.23.

L'obtention d'une résonance causée par une propagation latérale nécessite la réalisation d'un dispositif réfléchissant l'onde guidée aux extrémités du résonateur. Deux principes de réflecteurs ont été considérés : la gravure de la couche piézoélectrique (Fig. 3.24(a)) et la réalisation d'un miroir de Bragg latéral par dépôt de peignes supplémentaires (Fig. 3.24(b)).

Dans le cas de la gravure de l' AlN , tous les peignes sont actifs parce qu'ils participent tous au transfert du signal électrique. Dans le cas de l'utilisation des réflecteurs, seuls quelques peignes participent au transfert du

Chapitre 3. Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

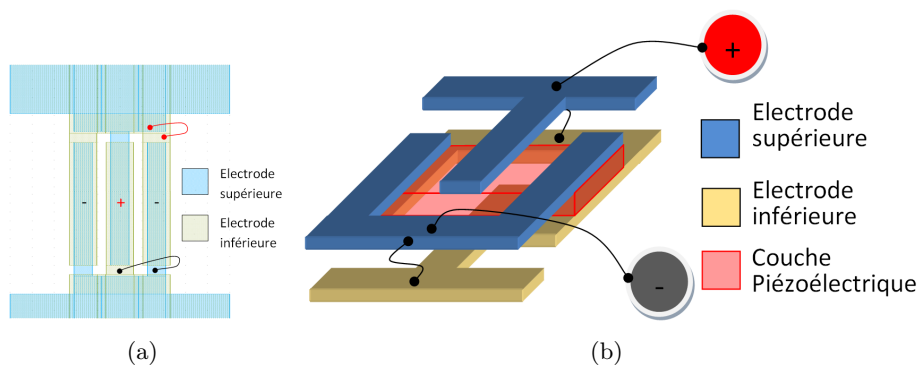


FIGURE 3.23 – Disposition des électrodes en peignes interdigités sur le niveau supérieur et inférieur (a) vue de dessus, (b) vue en perspective.

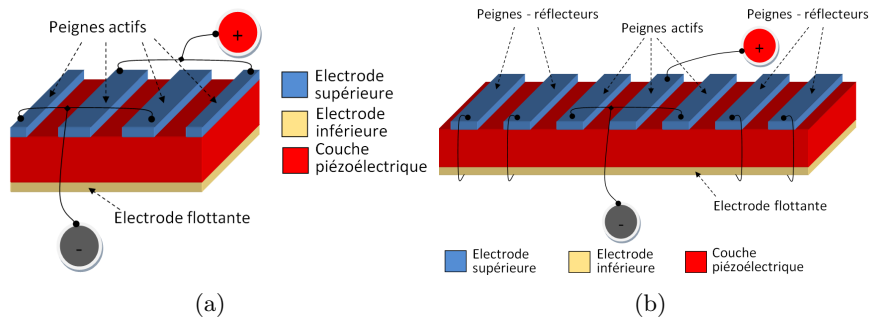


FIGURE 3.24 – Schéma des deux principaux types de résonateur à ondes acoustiques guidées, pour créer une résonance, nous utilisons dans (a) la gravure à flanc verticale de la couche piézoélectrique, et dans (b) des peignes réflecteurs.

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout

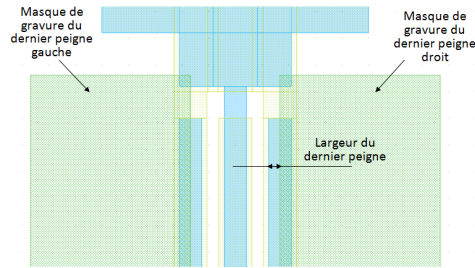


FIGURE 3.25 – Schéma du masque servant à graver l'AlN pour créer un flanc vertical.

signal électrique, les autres servant à réfléchir les ondes acoustiques. Nous notons N_A le nombre de peignes actifs nécessaires pour atteindre les performances désirées et dans le cas de l'utilisation des réflecteurs, N_R le nombre de peignes nécessaires pour assurer une réflexion convenable aux extrémités d'un résonateur. N'ayant pas de moyen de déterminer théoriquement ces paramètres, nous avons choisi de les déterminer de manière empirique en prévoyant la réalisation de différentes variantes de résonateurs avec réflecteurs et sans réflecteurs, avec un nombre variable de peignes actifs et de peignes réflecteurs. Pour les résonateurs dont la couche piézoélectrique est délimitée par une gravure, nous autorisons les peignes situés aux extrémités du résonateur à posséder une largeur différente des autres, notée b , de manière à choisir la position du miroir air/piézoélectrique. Selon la forme des déplacements des ondes acoustiques du mode désiré et dans le cas d'un rapport de métallisation de $\frac{a}{p} = \frac{1}{2}$, la largeur des peignes terminaux peut varier entre $\frac{\lambda}{8}$ et $\frac{\lambda}{4}$. Nous avons prévu des dispositifs ayant la largeur des dernières peignes b variables entre $\frac{\lambda}{10}$ et $3\frac{\lambda}{8}$. La Fig. 3.25 représente le masque servant à graver les derniers peignes pour atteindre la largeur désirée.

3.5.2 Filtres à couplage électrique

Pour réaliser les fonctions de filtrage passe-bande radio-fréquence pour la téléphonie mobile, les résonateurs sont connectés suivant deux topologies : le filtre en échelle ou Ladder [LDM01] représenté sur la Fig. 3.26(a) et le filtre en treillis ou Lattice [LDM01] représenté sur la Fig. 3.26(b). Ces architectures ont été développées dès les premiers travaux sur les filtres à Quartz. Le filtre en échelle a été développé en 1929 par W.P. Mason [Mas34]. Il est particulièrement utilisé pour ces bonnes performances en termes d'atténuation hors bande (Fig. 3.27) malgré une faible sélectivité (la réponse en transmission ne subit pas un affaissement abrupt aux fréquences de coupure basse et haute). Ses propriétés de symétrie en font d'autre part un filtre bien adapté pour les architectures différentielles. La topologie en treillis a été proposée par L. Espenchied dans un brevet en 1927 [Esp31]. A l'inverse du filtre Lattice, ce type de filtre possède une très bonne sélectivité mais un niveau de réjection hors bande médiocre (Fig. 3.27). Par ailleurs, la combinaison des deux configurations est possible afin d'obtenir à la fois une réjection hors bande et une sélectivité satisfaisantes [TDLTF04]. Pour réaliser ces différents filtres, il est nécessaire de disposer de deux types de résonateurs fonctionnant à des fréquences différentes. Le décalage en fréquence peut être obtenu en modifiant la période des peignes, en ajoutant une couche supplémentaire (de SiO_2 par exemple) pour abaisser la fréquence, ou encore en gravant la couche supérieure pour augmenter la fréquence. Ce décalage en fréquence est un point très sensible de la fabrication de ces filtres car il a une influence forte sur la largeur de la bande passante (au premier ordre) ainsi que sur le niveau des pertes d'insertion. La Fig. 3.28 présente le principe de fonctionnement d'une cellule de base du filtre en échelle constituée de deux résonateurs représentés sur la Fig. 3.26(a). La fréquence d'antirésonance du résonateur parallèle $F_P_{R_P}$ doit être décalée pour coïncider avec la fréquence de résonance du résonateur série $F_R_{R_S}$. Dans la bande passante, le résonateur série R_S se comporte comme un interrupteur fermé et le résonateur parallèle se comporte comme un interrupteur ouvert. Loin de la bande passante, nous retrouvons le comportement capacitif des résonateurs en dehors de leur résonance. Le filtre en échelle présenté sur la Fig. 3.26(a) est une configuration à deux pôles. Pour augmenter l'ordre du filtre, il suffit de disposer en cascade plusieurs cellules élémentaires pour atteindre le nombre de pôles désirés.

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout

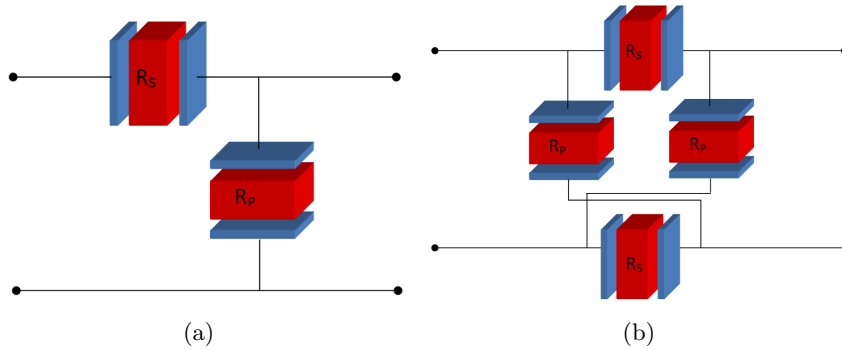


FIGURE 3.26 – Schéma de connexion des filtres (a) en échelle et (b) en treillis.

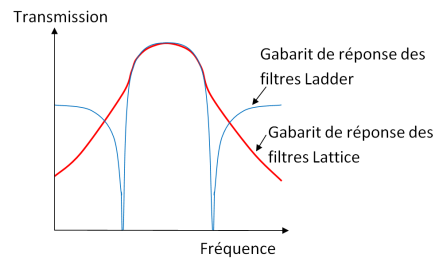


FIGURE 3.27 – Type de gabarit des filtres en échelle (bleu) et en treillis (rouge).

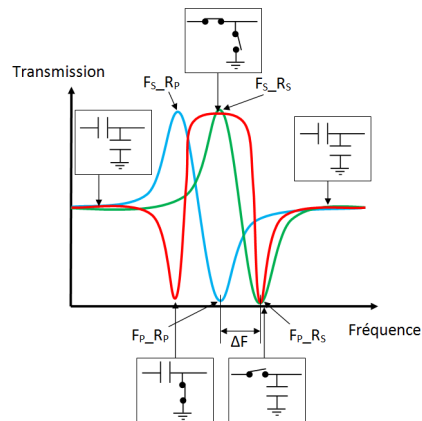


FIGURE 3.28 – Principe de fonctionnement d'un filtre en échelle. L'impédance harmonique du résonateur série R_S est tracée en bleu, l'impédance harmonique du résonateur parallèle R_P est tracée en rouge, la réponse en transmission du filtre en échelle correspondant est tracée en couleur rouge.

Chapitre 3. Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

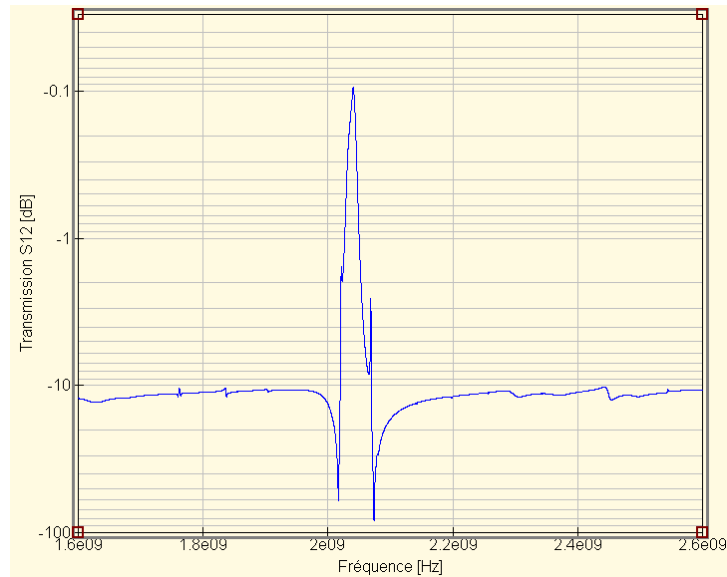
Paramètre	Résonateur 1	Résonateur 2
λ [μm]	17.0	27.0
a [μm]	4.3	6.7
p [μm]	8.5	13.5
b [μm]	2.2	3.4

TABLE 3.5 – Paramètres des deux résonateurs constituant les filtres en échelle et en treillis.

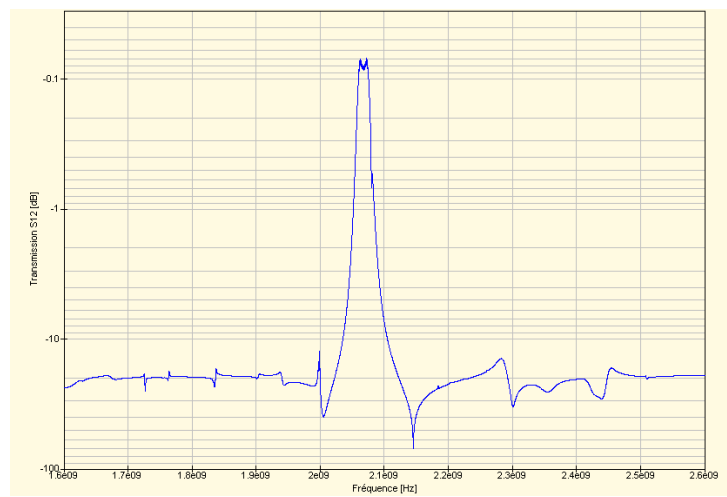
La Fig. 3.29(a) représente la réponse du filtre en échelle simulée avec le logiciel QUCS (Quite Universal Circuit Simulator) avec deux résonateurs séries et deux résonateurs parallèles dont les paramètres sont résumés dans le Tab. 3.5. La Fig. 3.29(b) représente la réponse du filtre en treillis avec les mêmes résonateurs. Le décalage en fréquence est obtenu en modifiant la période des peignes, et donc la longueur d'onde.

Plusieurs variantes de ces filtres ont été conçues et fabriquées. Les Fig. 3.30 et Fig. 3.31 présentent respectivement un exemple de filtre en échelle utilisant trois résonateurs et Lattice utilisant quatre résonateurs, conçus sur le masque.

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout



(a)



(b)

FIGURE 3.29 – Réponses simulées en transmission des filtres constitués par résonateurs dont les paramètres sont décrits dans le Tab. 3.5 : (a) Ladder et (b) Lattice.

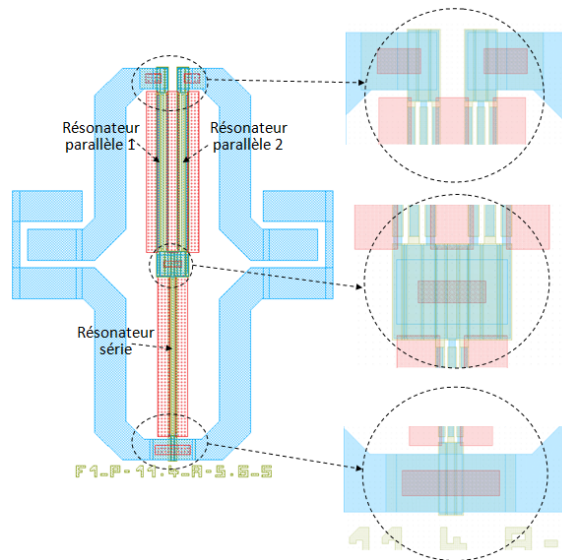


FIGURE 3.30 – Masques typiques des filtres Ladder fabriqués.

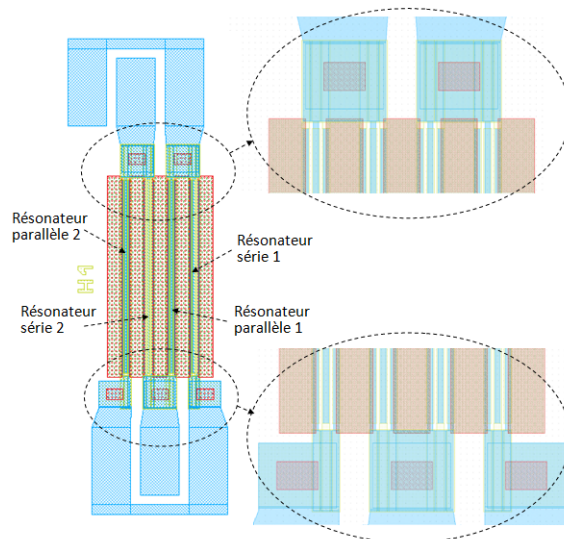


FIGURE 3.31 – Masques typiques des filtres Lattice fabriqués.

3.5 Conception topologique de résonateurs et de filtres : Layout

3.5.3 Filtres à couplage acoustique

Les filtres à couplage acoustique sont constitués par deux résonateurs entre lesquels l'énergie est transférée par couplage mécanique (acoustique). Les premiers travaux concernant les filtres à couplage acoustique en mode d'épaisseur sont dus à A. Ballato et T. Lukaszek en 1972 [Bal72], [BL73]. Le principe de leur dispositif consistait à superposer deux résonateurs à Quartz par collage. Ce dispositif a été repris en 1987 par K.M. Lakin et al. [KKL87] qui ont tiré profit des techniques de la micro-électronique pour résoudre les problèmes de collage. Les filtres à couplage acoustique ont été réalisés avec des résonateurs BAW [Lak05] et SAW sous le nom Stacked Crystal Filter (ou SCF). En l'extrapolant aux résonateurs à ondes guidées, un filtre à couplage acoustique peut être représenté par le schéma de la Fig. 3.32(a). Ces filtres à couplage acoustique direct ont une bande passante limitée puisqu'elle dépend directement du facteur de couplage électromécanique intrinsèque de chaque résonateur. Pour palier à ce problème, des filtres basés sur des couches de couplage isolantes intercalées entre les deux résonateurs ont été proposés dans un brevet de la société par la société TFR Technologie [Lak01], fondée par K.M. Lakin. Outre le fait d'élargir la bande passante, cette géométrie permet d'isoler électriquement l'entrée de la sortie. Ce composant appelé Coupled Resonator Filter (ou CRF) permet d'obtenir des filtres plus compacts et plus complets [EA04], [Unt03], [LES04], [Vol07]. En extrapolant leur principe aux résonateurs à ondes guidées, une zone de couplage peut être utilisée pour ajuster le couplage acoustique entre les deux résonateurs et ainsi contrôler la bande passante du filtre [Des07] (Fig. 3.32(b)). La zone de couplage est constituée par une couche d'*AlN* prise en sandwich entre deux électrodes interdigitées dont le nombre de peignes N_C et la période sont à déterminer en fonction de la bande passante et de la perte d'insertion désirées. Les peignes interdigités modifient l'impédance acoustique de la zone de couplage comme dans un miroir de Bragg. Plus N_C est élevé, plus le couplage entre les deux résonateurs diminue et plus la réflexion de l'onde à l'interface est élevée. Un nombre trop faible de peignes implique un sur-couplage entre les deux résonateurs alors qu'un nombre trop élevé induit un sous-couplage entre les deux résonateurs. Par conséquent, il existe un nombre optimal de peignes permettant d'obtenir un couplage optimal entre les deux résonateurs pour la bande passante désirée.

La Fig. 3.33 montre un exemple de filtre à couplage acoustique dont la zone de couplage est réalisée par des peignes interdigités fixés au même potentiel électrique.

Des filtres à couplage acoustique mettant en oeuvre les différentes variantes de résonateurs de la Section 3.5.1 ont été réalisés.

Chapitre 3. Dimensionnement des résonateurs à ondes guidées

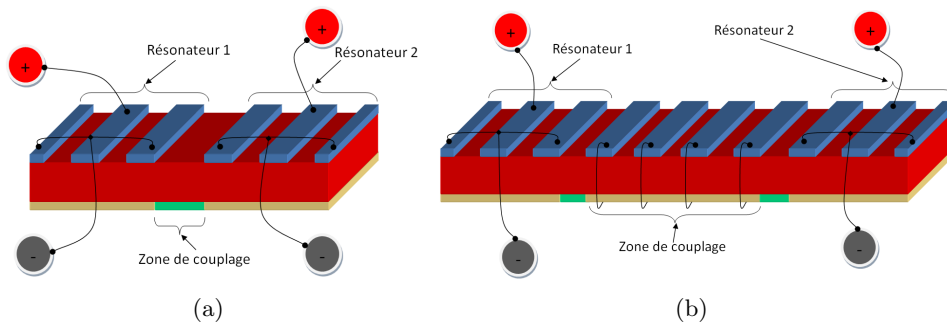


FIGURE 3.32 – Filtre à ondes acoustiques guidées basé sur (a) la technologie SCF [Lak05] et (b) la technologie CRF [Lak01].

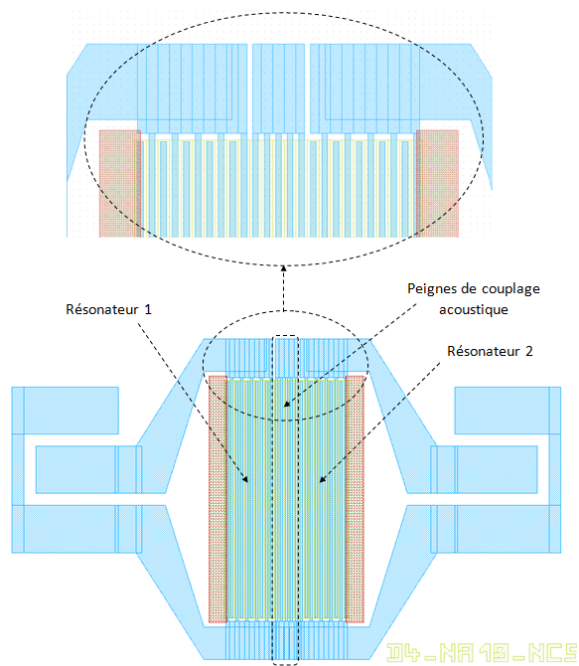


FIGURE 3.33 – Masques typiques des filtres acoustiques fabriqués.

3.6 Conclusion

Plusieurs résultats relatifs à la conception et à la fabrication de résonateurs à ondes guidées ont été obtenus dans ce chapitre :

- Une procédure systématique a été proposée de manière à déterminer les épaisseurs des couches du miroir de Bragg et la géométrie des électrodes interdigitées qui conduisent à un compromis optimal vis à vis de l'isolation de l'onde guidée, du couplage électroacoustique et de la pureté de la réponse spectrale
- Différentes options ont été envisagées concernant le dimensionnement technologique du résonateur (gravure, dépôt de peignes réflecteurs), la géométrie des électrodes inférieures (pleine plaque, interdigitées), le couplage des résonateurs pour la réalisation des filtres (électrique, acoustique), le décalage en fréquence des résonateurs utilisé dans les filtres (dépôt d'une sur-épaisseur, gravure de l'électrode). Toutes ces solutions ont fait l'objet d'un dessin de masques et d'une réalisation technologique.

Les réponses électriques mesurées des composants fabriqués sont présentées dans le chapitre suivant (Chap. 4).

Troisième partie

Réalisation Technologique

Chapitre 4

Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

Ce chapitre décrit le procédé de fabrication des résonateurs à ondes acoustiques guidées (Section 4.1) et les résultats de caractérisation électrique (Section 4.2).

4.1 Développement du procédé de fabrication

Comme évoqué dans le Chap. 1, le procédé de fabrication est similaire à celui des résonateurs BAW-SMR (BAW utilisant un miroir de Bragg) développés conjointement par le CEA / Leti et STMicroelectronics®. Certains procédés, spécifiques aux ondes guidées, ont cependant fait l'objet d'un développement particulier comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre.

4.1.1 Choix de l'empilement technologique

La Fig. 4.1 représente l'empilement technologique des résonateurs et filtres fabriqués. Les couches du miroir de Bragg sont déposées sur le substrat silicium haute résistivité. Ces couches sont une alternance d'oxyde de silicium (SiO_2), de nitrure de silicium (SiN), de carboxyde de silicium ($SiOC$) et finalement à nouveau de SiO_2 . L'utilisation d'un miroir en SiN et $SiOC$, donc totalement isolant électriquement, évite la nécessité de procéder à une définition de métalliques afin d'éviter que des couplages capacitifs entre lignes d'accès n'apparaissent. Puis l'électrode inférieure (Mo), la couche piézoélectrique (AlN) et l'électrode supérieure (Mo) sont déposées. Ces trois couches constituent la zone active du résonateur dont la réalisation est particulièrement importante. Une couche de passivation en SiN est ensuite déposée pour encapsuler le résonateur, afin de le protéger contre

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

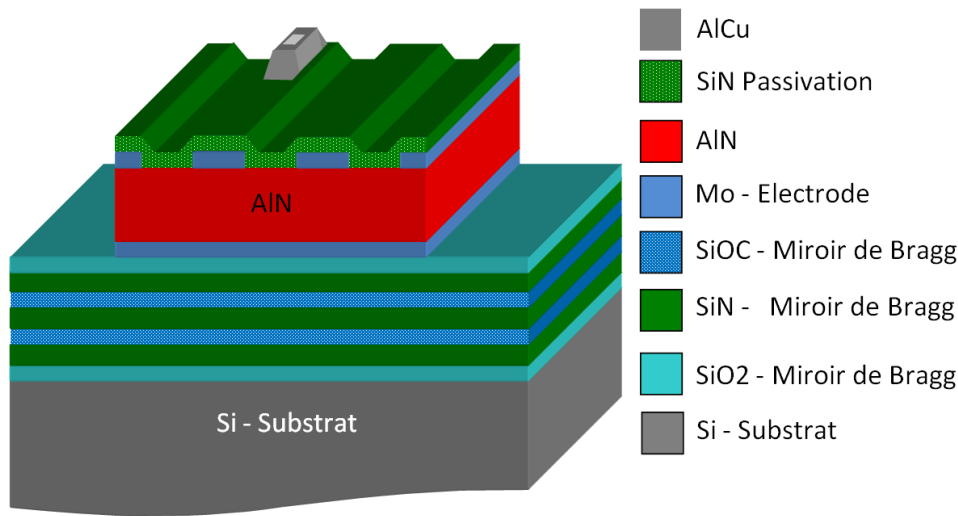


FIGURE 4.1 – Empilement technologique de base utilisé pour la conception des résonateurs et filtres à ondes acoustiques guidées.

l'oxydation et l'humidité. Cette couche de passivation est ouverte au niveau des connexions électriques. Un dépôt d'alliage aluminium/cuivre (*AlCu*) qui est très bon conducteur électrique, est finalement ajouté afin de fournir des plots de test et de renforcer les lignes d'accès, réduisant considérablement les résistances d'accès.

4.1.2 Description du procédé de fabrication

Cette section détaille plus précisément le procédé de fabrication d'un résonateur à ondes acoustiques guidées basé sur le choix de l'empilement technologique décrit dans la Section 4.1.1. La fabrication a été réalisée sur un lot de plaques de silicium haute résistivité ($> 3 \text{ k}\Omega.\text{cm}$) (substrat **HR**). L'utilisation de plaques de silicium haute résistivité permet de limiter la conduction électrique dans le substrat et de ce fait les couplages électriques capacitifs entre les lignes de connexion ou entre les électrodes en forme de peignes interdigités. Sur chaque plaque de silicium préalablement désoxydée, les couches du miroir de Bragg ont été déposées successivement. Une dispersion des épaisseurs dans la plage $\pm 4\%$ (écart min-max) est autorisée. (Fig. 4.2). Les couches de SiO_2 ont été déposées par la technique **PECVD** à 480°C . Les couches de SiN et de SiOC ont été déposées par la même technique, dans le même équipement, à 400°C . Après le dépôt du miroir de Bragg, les épaisseurs ont été déterminées par réflectométrie. Pour exemple, la dispersion des épaisseurs des couches du miroir de Bragg, sur la plaque **P-04** (mesure en 10 points), résumée dans le Tab. 4.1, montre que toutes les couches ont été déposées en respectant la dispersion autorisée.

La deuxième étape consiste à réaliser la zone active du résonateur. La

4.1 Développement du procédé de fabrication

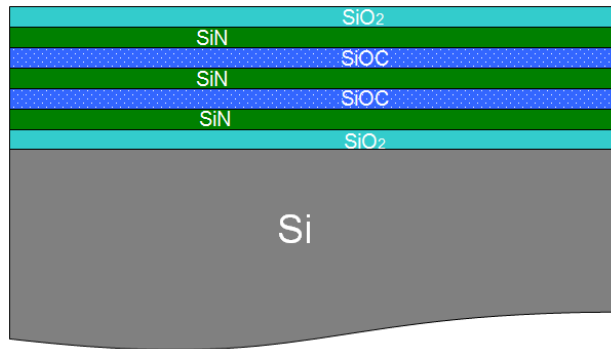


FIGURE 4.2 – Miroir de Bragg.

Numéro de la couche	Matériau	Épaisseur (nm)		
		Moyenne	Écart-type	Cible
# 8	<i>SiO₂</i>	605	13	600
# 7	<i>SiN</i>	545	9	540
# 6	<i>SiOC</i>	1 057	21	1 040
# 5	<i>SiN</i>	552	8	560
# 4	<i>SiOC</i>	1 102	19	1 040
# 3	<i>SiN</i>	799	11	800
# 2	<i>SiO₂</i>	1 147	5	1 120
# 1	<i>Si</i>	—	—	—

TABLE 4.1 – Dispersion des épaisseurs des couches du miroir de Bragg de la plaque **P-04** mesurées avec l'ellipsomètre **SE1280** (mesure en 10 points).

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

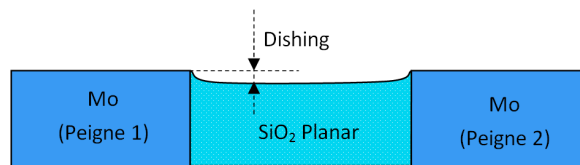
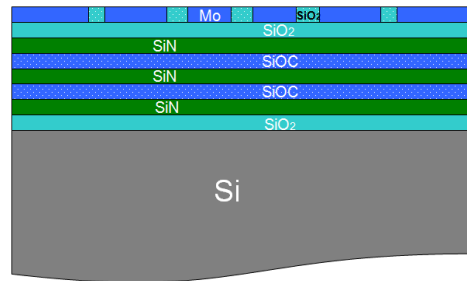


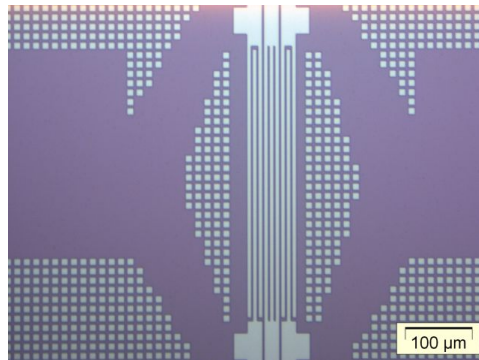
FIGURE 4.3 – Écart («*dishing*») entre l'épaisseur du *Mo* et celle du *SiO₂* après planarisation.

première étape est le dépôt de l'électrode inférieure qui est une couche de *Mo* d'épaisseur $e_{Mo} = 260 \text{ nm}$, déposée par pulvérisation cathodique. Le *Mo* est ensuite gravé par gravure sèche fluorée en présence d'une résine de $2.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour réaliser les peignes inférieurs du résonateur. La Fig. 4.4(a) présente une photographie des peignes réalisés. Pour éviter à la couche piézoélectrique en *AlN* qui sera ensuite déposée, des passages de marche dans la zone active (ce qui pourrait gêner la croissance et donc la qualité du matériau), les espaces entre les peignes sont comblés par du *SiO₂*. Cette étape est réalisée par un dépôt d'oxyde, puis par une planarisation par **PMC** (**P**lanarisation **M**écano-**C**himique, ou **CMP** pour **C**hemical **M**echanical **P**olishing) destinée à mettre l'oxyde (*SiO₂*) et le métal (*Mo*) au même niveau. Elle n'est toutefois pas parfaite et, en raison des différences de propriétés mécaniques et chimiques des deux matériaux, on observe une légère différence de niveau, appelée «*dishing*» comme représenté sur la Fig. 4.3. La qualité de la planarisation est fortement liée à l'homogénéité de la densité et de la taille des motifs à planariser sur la plaque. Pour uniformiser la densité et la taille des structures, des pavés carrés (appelés «*dummies*» ou postiches) sont ajoutés sur le masque du premier niveau métallique. Les «*dummies*» sont visibles sur la photographie de les Fig. 4.4(b) et Fig. 4.5. La moyenne du «*dishing*» mesuré par profilométrie, par plaque, varie entre 0.1 nm et 1.6 nm pour une mesure en 20 points par plaque.

4.1 Développement du procédé de fabrication



(a)



(b)

FIGURE 4.4 – Réalisation de l'électrode inférieure : (a) dépôt, gravure et planarisation du *Mo*, (b) Photographie optique après la planarisation.

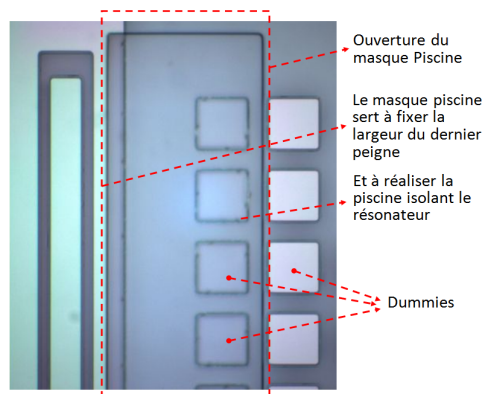


FIGURE 4.5 – Photographie optique après la lithographie avec le masque piscine permettant de fixer la largeur du dernier peigne et isoler le plus possible les ondes acoustiques du résonateur des autres résonateurs proches.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

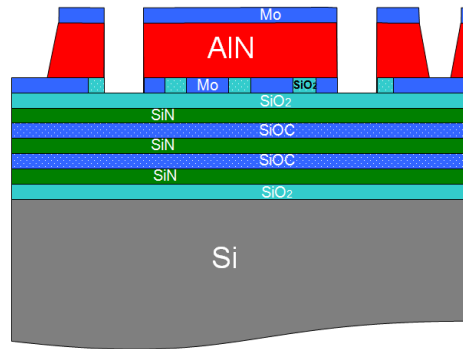


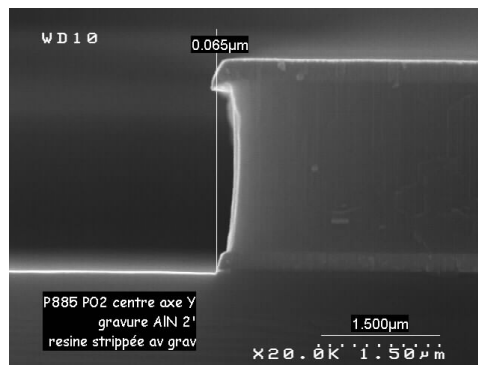
FIGURE 4.6 – Gravure des extrémités du résonateur et des vias assurant la connexion entre le niveau supérieur et le niveau inférieur

L'*AlN* est ensuite déposé avec une épaisseur $e_{AlN} = 1700 \text{ nm}$ par pulvérisation **DC** pulsée, puis le *Mo* d'épaisseur $e_{Mo} = 300 \text{ nm}$ par le même procédé que pour la couche de *Mo* inférieure, dans une autre chambre du même équipement, ce qui permet d'éviter une remise à l'air entre les deux dépôts. Le *Mo* est gravé pour former un masque dur à la gravure de l'*AlN* au niveau des extrémités des résonateurs et des vias pour la connexion avec les électrodes du niveau inférieur. Cette opération est effectuée par gravure sèche du métal utilisant une chimie fluorée et un masque en résine de $2.1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'*AlN* est ensuite gravé dans un bain chimique de H_3PO_4 à 130°C formant ainsi les ouvertures en bord de résonateurs et les ouvertures permettant de prendre des contacts électriques sur l'électrode inférieure (Fig. 4.6).

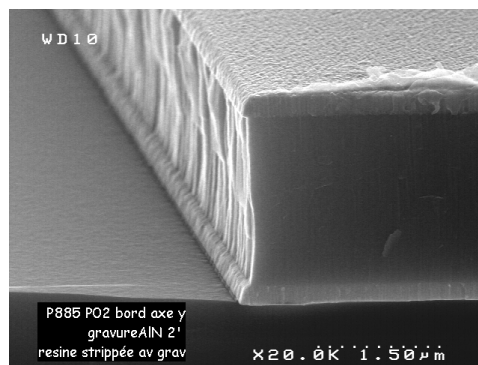
Les Fig. 4.7(a) et Fig. 4.7(b) présentent les photographies de la gravure à flanc vertical de l'*AlN*. Cette gravure est satisfaisante dans la mesure où une grande majorité des dispositifs ont un flanc à 90° par rapport au plan d'électrode inférieure.

La qualité de la texture de l'*AlN* est analysée par une mesure aux rayons X dite de «*rocking-curve*». Sur cette mesure, le pic du plan (002) de l'*AlN* présente une **LMH** (**L**argeur à **M**i-**H**auteur) évaluée en moyenne entre 1 et 1.5° . Cette valeur similaire à celle relevée dans les résonateurs BAW Leti, permet de supposer une faible désorientation cristalline suivant l'axe de croissance \vec{z} et donc un matériau possédant des propriétés piézoélectriques très bonnes.

4.1 Développement du procédé de fabrication



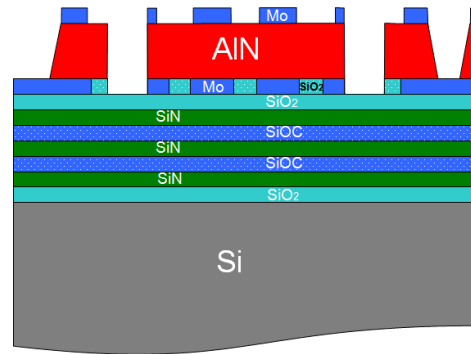
(a)



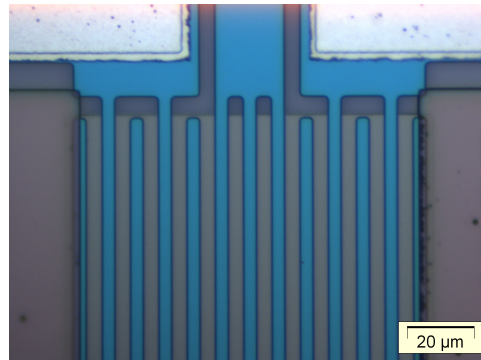
(b)

FIGURE 4.7 – Photographies de la gravure de l'AlN avec un flanc vertical : (a) vue de côté, (b) vue de profil.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs



(a)



(b)

FIGURE 4.8 – Schéma de gravure de l'électrode supérieure pour réaliser les peignes (a) et photographie des peignes, réalisée après la gravure (b).

L'électrode supérieure est gravée une deuxième fois pour réaliser des peignes interdigités (Fig. 4.8(a)). La Fig. 4.8(b) représente la photographie des peignes réalisés après la gravure. Cette technique permet un alignement des électrodes avec les bords des résonateurs.

Cette gravure du *Mo* supérieur est suivie du dépôt de la couche de passivation en *SiN* d'épaisseur $e_{SiN} = 250 \text{ nm}$ par PECVD (Fig. 4.9). Ce dépôt étant très conforme, il vient également protéger les flancs du résonateur. La plaque présente à ce stade une topographie équivalente correspondant à l'épaisseur cumulée des couches d'*AlN* et des électrodes. On emploie donc une résine épaisse de $3.5 \mu\text{m}$ qui vient combler les différences de niveau et présenter une surface lisse à l'insolation.

La couche de passivation est gravée par gravure sèche au niveau des lignes d'accès et des connexions pour permettre le contact électrique avec l'*AlCu* d'interconnexion qui est ensuite déposé (Fig. 4.10(a)).

La Fig. 4.10(b) représente la gravure de l'*AlCu* après dépôt d'une épaisseur de 1000 nm , par pulvérisation cathodique à 200°C . Une gravure humide dans un bain chimique de H_3PO_4 à 60°C , avec une protection des motifs

4.1 Développement du procédé de fabrication

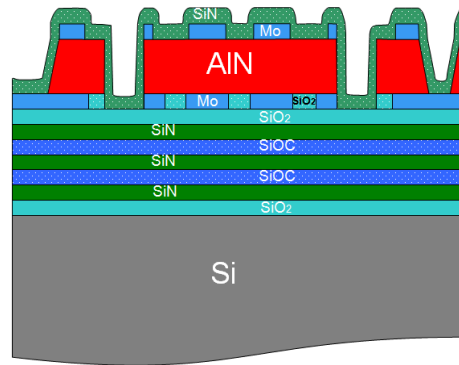
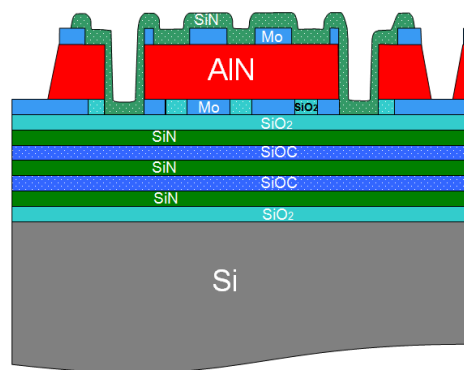
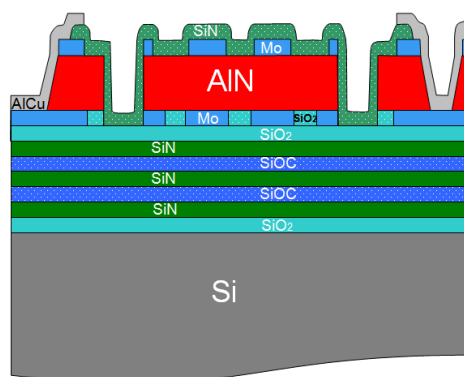


FIGURE 4.9 – Représentation de l'étape de dépôt de la couche de passivation.



(a)



(b)

FIGURE 4.10 – Schémas de gravure de la couche (*SiN*) de passivation (a) et d'aluminium (*AlCu*) (b).

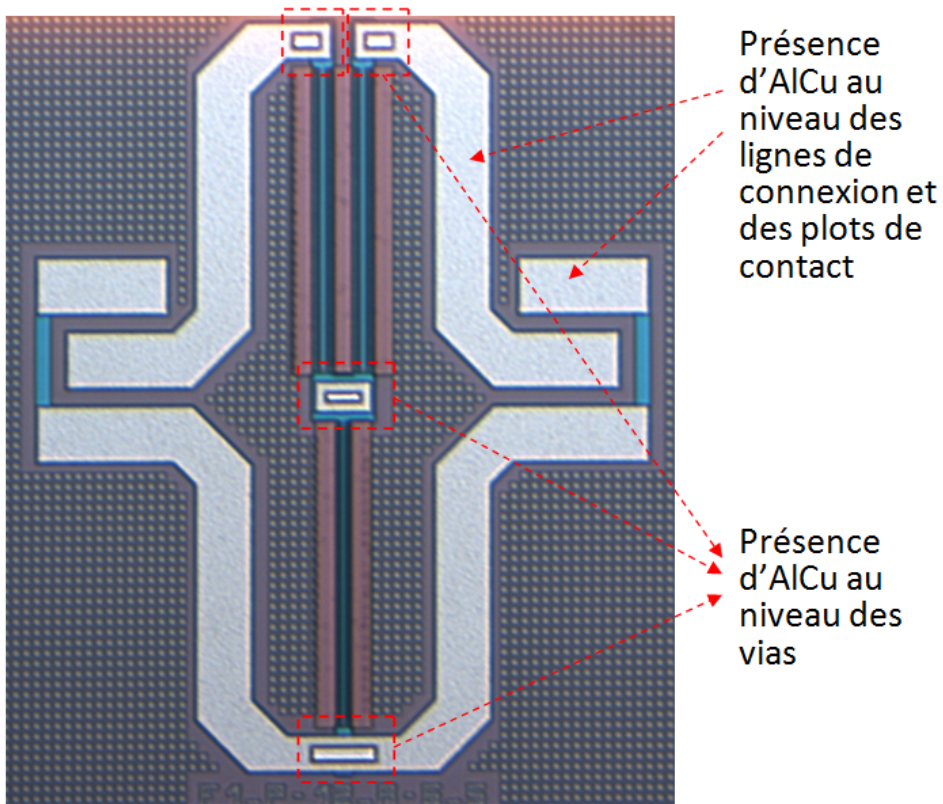


FIGURE 4.11 – Photographie de gravure de l'aluminium (*AlCu*) pour un filtre électrique de type Ladder.

par une résine de $3.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur, est utilisée à cette étape. La couche d'*AlCu* n'est gardée qu'au niveau des vias, pour réaliser le contact entre les électrodes de niveau inférieur et celles du niveau supérieur, et au niveau des lignes d'accès aux plots de contact pour minimiser la résistance électrique. La Fig. 4.11 représente la photographie de la gravure de l'*AlCu* d'un filtre électrique de type Ladder constitué de trois résonateurs.

Ce procédé de fabrication a permis la réalisation des résonateurs et des filtres dont les réponses électriques sont étudiées dans la section suivante (Section 4.2).

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

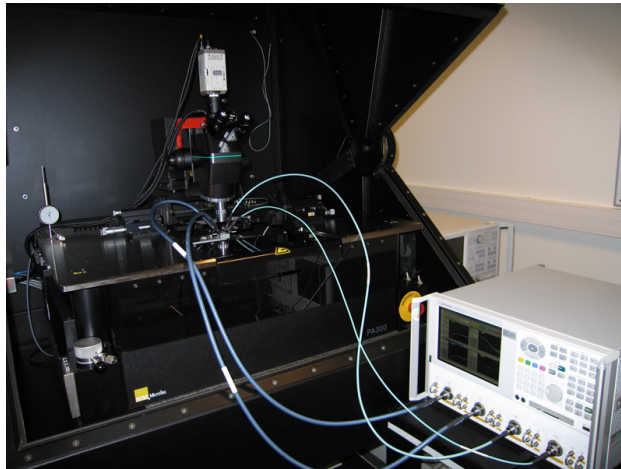


FIGURE 4.12 – Photographie de l'analyseur de réseau utilisé pour les mesures électriques.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

Les mesures électriques sont effectuées avec un analyseur de réseau vectoriel relié à un banc de mesure sous pointes. Avant d'étudier les résultats électriques, nous allons essayer de comprendre le contexte dans lequel les mesures sont effectuées. Nous verrons que pour tenir compte uniquement de la réponse du résonateur, il sera nécessaire de soustraire les effets parasites dus à la méthode de mesure employée. Cette soustraction de tout effet des lignes de connexion est appelée «*deembedding*».

4.2.1 Modèles de deembedding

Pour obtenir la réponse intrinsèque du résonateur, il est nécessaire de soustraire les effets parasites dus à la méthode de mesure employée. Le banc de mesure sous pointes couplé à l'analyseur de réseau dont la photographie est présentée à la Fig. 4.12, permet d'envoyer par le port d'entrée (pointe) un signal électrique de puissance 1 dBm dans le dispositif et de mesurer sa réponse à travers un deuxième port. Cette mesure est effectuée pour une plage de fréquence fixée à l'avance. La réponse mesurée ne dépend pas uniquement du dispositif à caractériser. La Fig. 4.13 représente les différentes contributions au signal électrique mesuré par l'analyseur. L'analyseur possède une circuiterie interne et des pointes de mesure, qui influent sur le signal. Cette influence peut être annulée en calibrant l'analyseur comme décrit dans le manuel d'utilisation fourni avec l'appareil. Dans notre cas, nous utilisons une calibration de type **SOLT** (**Short-Open-Load-Through**) pour supprimer la contribution électrique des câbles et des pointes de test, permettant de positionner la référence électrique au niveau des plots de test.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

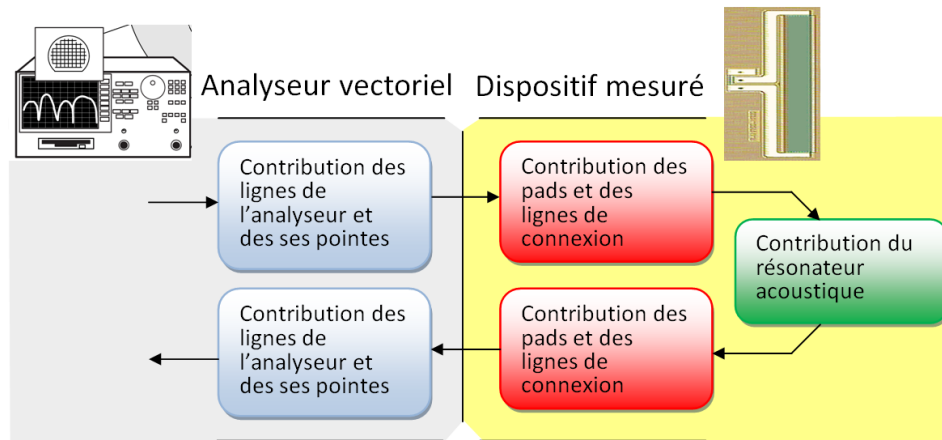


FIGURE 4.13 – Schéma équivalent du système de mesure.

L'objectif de la caractérisation est de déterminer la réponse du résonateur acoustique mesuré et en l'absence des lignes de connexion présentes au niveau du composant sur les plaques. Pourtant ces lignes de connexion ont une grande influence sur la réponse, à cause de la fréquence d'utilisation élevée (de l'ordre du GHz). Si nous désirons déterminer la réponse intrinsèque des résonateurs, il nous faut déterminer l'influence des accès électriques (ligne de connexion). La méthode utilisée, pour annuler l'effet des lignes de connexion dans ce cas, est de concevoir sur la puce, à côté du dispositif mesuré, des lignes de connexion identiques à celles du composant mesuré, dans les deux configurations suivantes :

1. Circuit ouvert : le résonateur est omis de la structure (Fig. 4.14(b)). Elle est aussi appelée **OPEN**. Cette configuration permet de mesurer la capacité équivalente des lignes d'accès (effets en **parallèles** par rapport au résonateur).
2. Court circuit : le résonateur est remplacé par un court-circuit. Elle est aussi appelée **SHORT**. Cette configuration permet de mesurer une résistance et une inductance série, apportées par les accès (effets en **séries** par rapport au résonateur). Les dispositifs **SHORT** n'ont pas été réalisés dans cette étude.

La mesure de la réponse électrique d'un composant cumule en pratique la contribution des différentes mesures selon le schéma intégrant les mesures **OPEN** et **SHORT** de la Fig. 4.15. La soustraction de l'effet des lignes de connexion est appelée «*deembedding*».

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

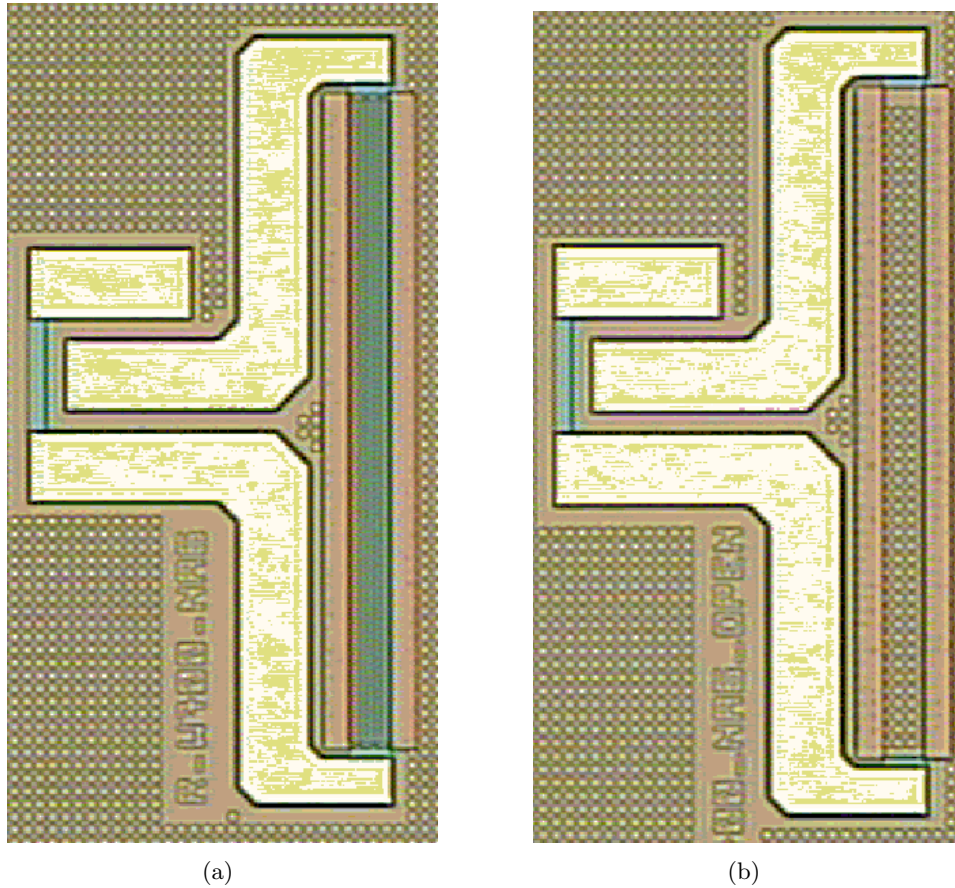


FIGURE 4.14 – Dispositif résonant (a), dispositif **OPEN** correspondant.

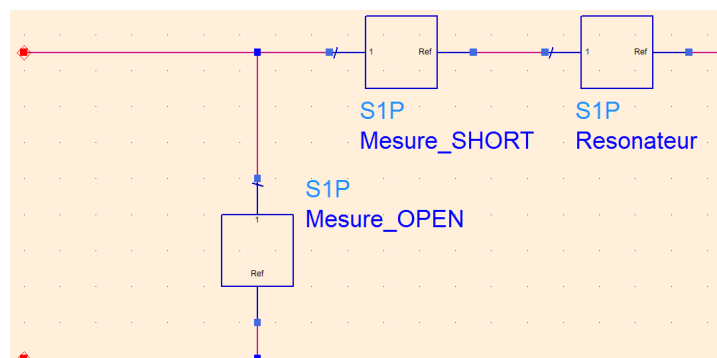


FIGURE 4.15 – Schéma électrique du résonateur représentant la contribution des mesures OPEN et SHORT.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

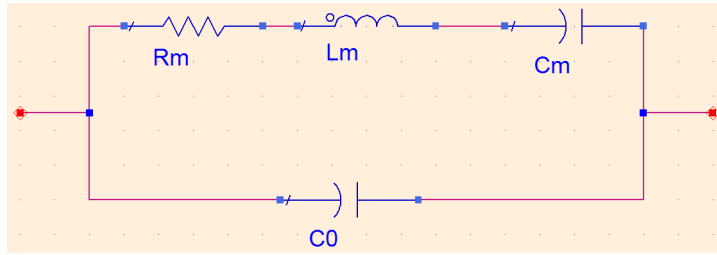


FIGURE 4.16 – Modèle électrique équivalent du résonateur : modèle Butterworth-Van Dyke (BVD).

Pour permettre la synthèse des filtres à ondes acoustiques, le modèle Butterworth-Van Dyke (BVD) [NLR98], [Sta66] (Fig. 4.16), proposé par Butterworth en 1914 et amélioré par Van Dyke en 1925 [Bal01], a été développé.

Le modèle **BVD** est composé d'une branche dite motionnelle représentant le phénomène mécanique (acoustique). Cette branche est constituée par une résistance R_m , une capacité C_m et une inductance L_m . Une seconde branche en parallèle à la première représente la capacité statique C_0 du résonateur (comportement capacitif loin de la résonance). La capacité C_0 vient du fait que la couche piézoélectrique (AlN) est un diélectrique séparant deux électrodes en regard. Elle dépend ainsi, comme toute autre capacité, de la permittivité électrique ϵ_{33}^S (à déformation S constante), de l'épaisseur e_{AlN} de l' AlN et de la surface cumulée des électrodes S_{Mo} :

$$C_0 = \frac{S_{Mo} \cdot \epsilon_{33}^S}{e_{AlN}} \quad (4.1)$$

L'Eq. (4.3) donne les valeurs des composants équivalents en fonction des grandeurs caractéristiques de la réponse électrique du résonateur :

$$\begin{aligned} C_0 &= C_{BF} \left(\frac{f_s}{f_p} \right)^2 \\ C_m &= C_{BF} - C_0 \\ L_m &= \frac{1}{C_m (2\pi f_s)^2} \\ R_m &= \frac{L_m 2\pi f_s}{Q} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Avec f_s et f_p représentant respectivement les fréquences de résonance et d'antirésonance du résonateur, Q le facteur de qualité (supposé identique à la résonance et à l'antirésonance) et C_{BF} la capacité effective présentée par le résonateur en basse fréquence. Ce modèle n'est donc valable qu'autour de la fréquence de résonance.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

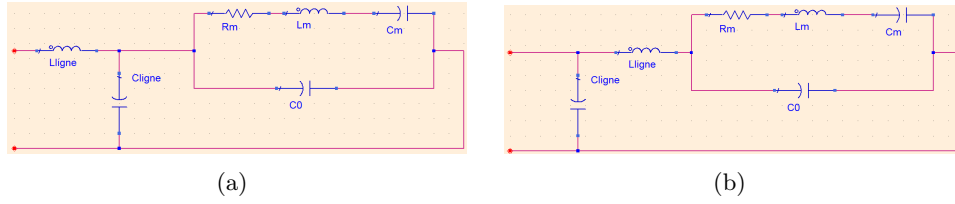


FIGURE 4.17 – Circuit équivalent du dispositif.

Description	Paramètre	Valeur
Période des peignes	p	$8.4 \mu m$
Largeur des peignes	$a = \frac{p}{2}$	$4.2 \mu m$
Longueur des peignes	W	$400 \mu m$
Largeur du dernier peigne	$b = \frac{a}{2}$	$2.1 \mu m$
Largeur du bus de de connexion des peignes	l	$40 \mu m$
Nombre de peignes dans la zone active	N_A	3
Largeur de la piscine	h	$30 \mu m$

TABLE 4.2 – Principaux paramètres du dispositif de référence (A4).

Nous pouvons remplacer le résonateur de la Fig. 4.15 par son modèle **BVD** équivalent. Comme évoqué précédemment, les mesures **OPEN** permettent de mesurer principalement les capacités parallèles qui sont uniquement dues aux lignes d'accès, les mesures **SHORT** permettent de mesurer principalement les inductances (et résistances) séries dues aux lignes d'accès. Nous pouvons donc les remplacer par leur circuit discret équivalent représenté par la Fig. 4.17(a). La Fig. 4.17(b) représente le schéma équivalent, avec C_c égale à l'effet combinée des capacités : $C_c = C_{ligne} + C_0$. Les paramètres du modèle **BVD** complet sont déterminés à partir d'un ajustement («fit») entre la réponse du modèle et les mesures.

4.2.2 Résultats électriques

Les différentes variantes de dispositifs sont conçus sur la base d'un dispositif de référence dont les paramètres principaux sont donnés dans le Tab. 4.2.

Il s'agit d'un résonateur de type A4 (selon la nomenclature utilisée dans l'Annexe B qui détaille les caractéristiques des différents types de dispositifs conçus). L'électrode inférieure de ce dispositif est un plan électrique flottant. La condition de résonance est fixée par une gravure verticale de l'*AlN* aux extrémités du résonateur. A partir de ce dispositif de référence, une variation des différents paramètres comme la longueur W , la largeur des peignes a , la période des peignes p , est appliquée de manière à constituer un plan

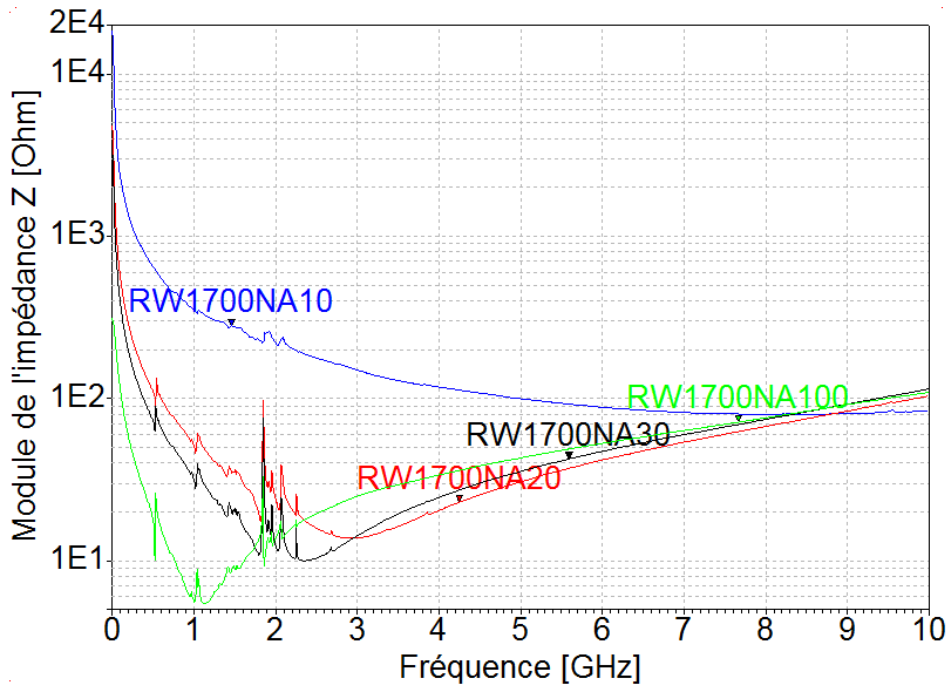


FIGURE 4.18 – Module de l'impédance des meilleurs dispositifs réalisés.

d'expérience permettant d'évaluer l'influence de chacun de ces paramètres.

Les dispositifs possédant une résonance marquée sont ceux possédant une capacité statique élevée (donc dont l'impédance de la capacité statique ne domine pas la réponse électrique), c'est-à-dire, ceux possédant une longueur (ouverture acoustique) $W = 1700 \mu m$. Les réponses électriques «*deembed-dées*» de ces résonateurs possédant un nombre de peignes variable, sont tracées sur la Fig. 4.18.

Les réponses avec l'étiquette **RW1700NA10**, **RW1700NA20**, **RW1700NA30** et **RW1700NA100**, représentent les résonateurs ayant une longueur $W = 1700 \mu m$ et un nombre respectif de peignes actifs de $N_A = 10$, $N_A = 20$, $N_A = 30$ et $N_A = 100$.

Un résonateur classique a un comportement capacitif en dehors de la résonance (évolution de l'impédance en $\frac{1}{jC2\pi f}$ par rapport à la fréquence). Ce comportement capacitif représenté par la branche C_0 du modèle **BVD** est dû au caractère diélectrique de la couche piézoélectrique (*AlN*). Le comportement observé à haute fréquence est au contraire en $jL2\pi f$ par rapport à la fréquence, ceci est la preuve d'un effet inductif important. Cet effet provient des lignes de connexion relativement longues, surtout pour des nombres de peignes élevés (en particulier $N_A = 100$) qui nécessitent des bus d'accès d'autant plus long, comme le montre la géométrie des résonateurs présentée sur la Fig. 4.29(c). Les réponses doivent donc être débarrassées de la

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

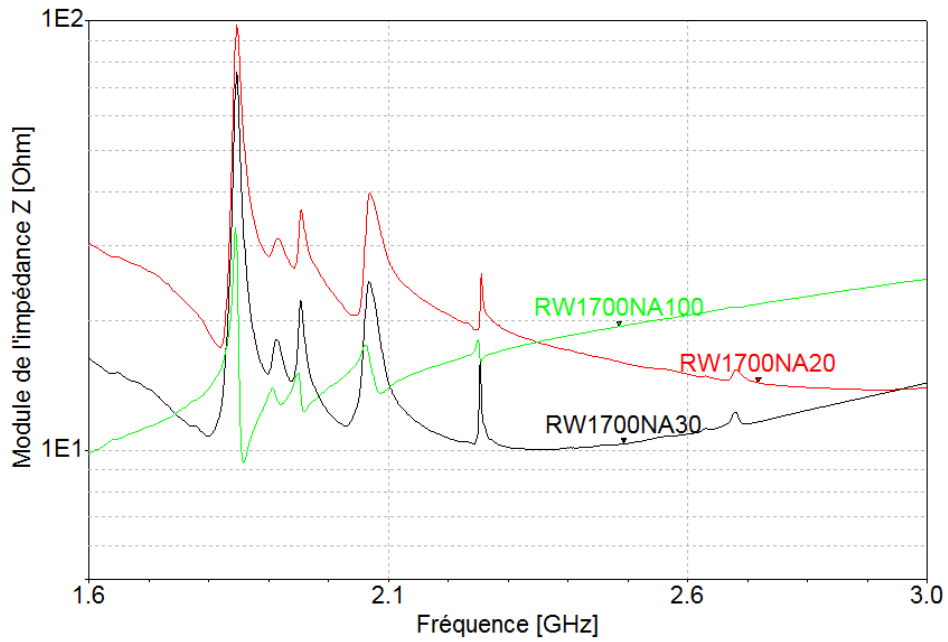


FIGURE 4.19 – Module de l'impédance des résonateurs réalisés dans la gamme de fréquence 1.6 à 3 GHz.

contribution de la ligne comme décrit dans la Section 4.2.1. Le dispositif possédant 10 peignes (**RW1700NA10**) a une résonance peu marquée, contrairement aux dispositifs possédant 20 ou 30 peignes (**RW1700NA20** et **RW1700NA30**) : le nombre optimal de peignes se situe donc entre 20 et 30 pour ce type de dispositif fabriqué.

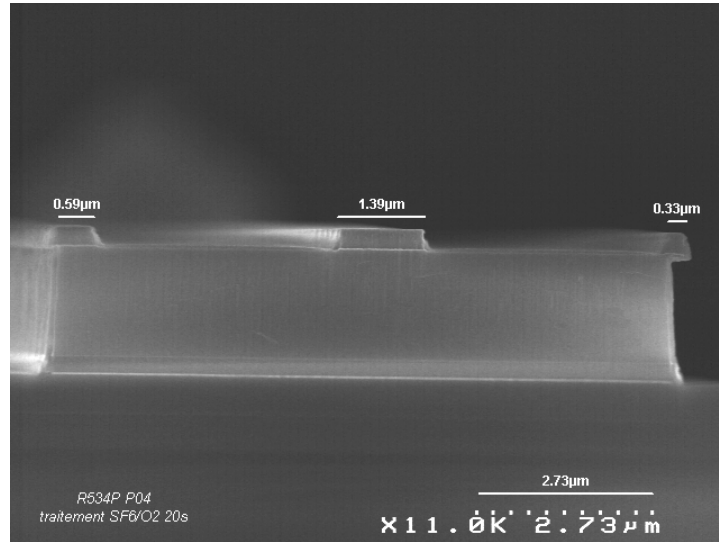
Résonances parasites sur la réponse des dispositifs fonctionnels

Si nous comparons les réponses électriques mesurées avec les réponses électriques simulées par les calculs d'admittance harmonique, nous constatons la présence de plusieurs résonances parasites. Des dérives technologiques pourraient les expliquer :

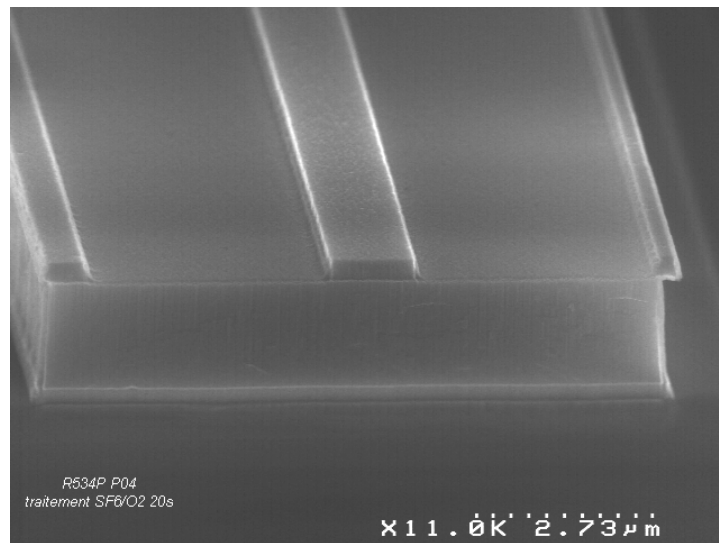
- Les électrodes supérieures présentent une sur-gravure latérale qui modifie la définition géométrique des peignes. La Fig. 4.20 montre les photographies de cette perte de cotes qui dépasse plus d'un micromètre ($s^{g,d} \sim 1 \mu m$) de chaque côté des peignes pour certains dispositifs. La largeur de peigne réelle est $a_{Tech.} = a_{Simul.} - s^g - s^d = 2.2 \mu m$, ce qui représente quasiment la moitié de la côte nominale : $a_{Simul.} = 4.2 \mu m$ est la largeur désirée (Tab. 4.2). La largeur réelle correspond à un rapport de métallisation $\frac{a}{p} = 26\%$ qui, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, est un rapport pour lequel des résonances parasites apparaissent sur les courbes d'admittance harmonique. La sur-gravure pourrait concerner une grande partie des dispositifs de la même plaque, qui ont subi la même recette de gravure (temps, produits chimiques),
- D'autre part, les peignes supérieurs ont subi un désalignement d'environ $500nm$ susceptible de modifier les lignes de champ entre les peignes supérieurs et inférieurs et de coupler ainsi des modes parasites,
- Nous avons également remarqué que pour certains dispositifs, nécessitant une connexion électrique entre l'électrode supérieure et inférieure, le contact électrique n'est pas assuré par les vias à cause d'un résidu de couche de passivation (*SiN*) non gravé au fond de ces vias. Cela est certainement dû à une mauvaise ouverture de la résine en fond de via. Le *SiN* étant diélectrique, ceci empêche le contrôle précis de la différence de potentiel entre les deux faces de la couche d'*AlN* (ajout de capacité série, etc.).

Ces dérives technologiques pourraient expliquer la présence de certaines résonances parasites. Une autre explication peut également provenir des phénomènes négligés dans les modèles que nous avons employés pour dimensionner les composants. En effet, le calcul d'admittance harmonique néglige le comportement mécanique des électrodes. Or les discontinuités mécaniques entre parties métallisées et non-métallisées à l'intérieur du résonateur peuvent provoquer des phénomènes de réflexion des ondes, et donc potentiellement de résonances parasites.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées



(a)



(b)

FIGURE 4.20 – Photographie MEB d'un résonateur présentant une surgravure latérale des peignes, supérieure de plus de 1 μm de chaque côté du peigne (a) et un désalignement de 300 nm (b).

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

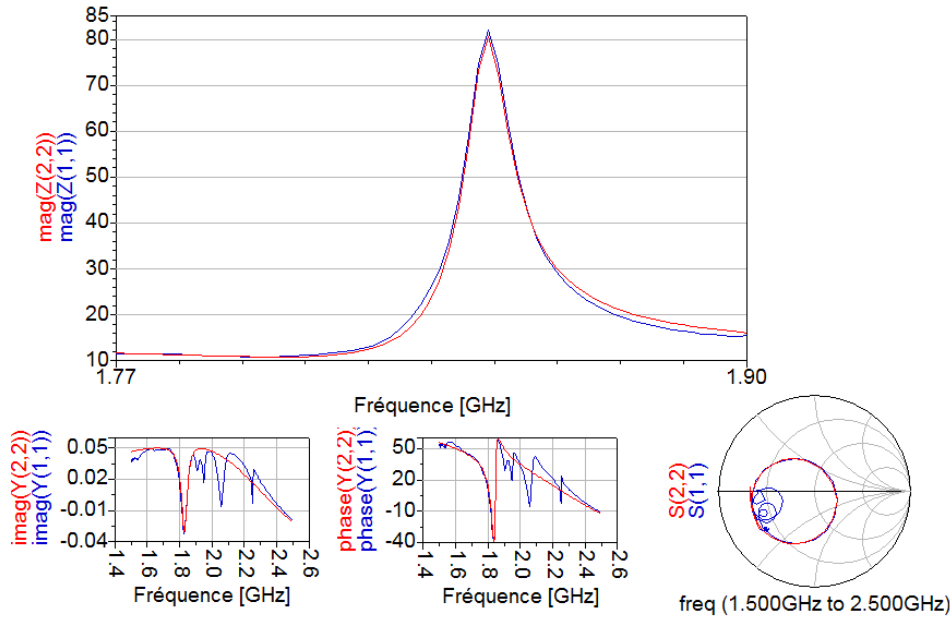


FIGURE 4.21 – Fit des mesures électriques du dispositif **P04 R W1700 NA30** avec le circuit électrique de la Fig. 4.17(b).

Extraction des paramètres intrinsèques du résonateur

L'extraction des paramètres intrinsèques est effectuée par «fit» de la réponse électrique du dispositif avec la réponse du modèle électrique correspondant. L'Eq. (4.4) donne les relations entre les différentes grandeurs : le coefficient de couplage k^2 , le facteur de qualité série (résonance) Q_s et parallèle (antirésonance) Q_p .

$$\begin{aligned}
 Q_s &= \left(\frac{f_r}{\Delta f_r} \right) \\
 Q_p &= \left(\frac{f_a}{\Delta f_a} \right) \\
 k_t^2 &= \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{f_a - f_r}{f_r} \right)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

avec f_r , f_a , respectivement les fréquences de résonance et d'antirésonance, Δf_r et Δf_a , les largeurs à mi-hauteur des pics des parties réelles respectivement de l'admittance et de l'impédance. La Fig. 4.21 représente l'exemple du dispositif dont les peignes possèdent 30 doigts (**P04 R W1700 NA30**). Le Tab. 4.3 donne les paramètres des meilleurs dispositifs après *deembedding*. Le Tab. 4.4 donne la fréquence de résonance f_r , d'antirésonance f_a et le coefficient de couplage effectif k^2 des meilleurs dispositifs, avant et après *deembedding*. On note l'influence majeure de l'inductance série parasite sur

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

Résonateur	f_r [GHz]	f_a [GHz]	Q_s	Q_p	k_t^2 %
P04 R W1700 NA20	1.830	1.845	166	168	2.02
P04 R W1700 NA30	1.829	1.845	162	205	2.16
P04 R W1700 NA100	1.858	1.845	77	205	1.73

TABLE 4.3 – Récapitulatif des caractéristiques des meilleurs dispositifs fabriqués.

		Mesure non de-embeddée	Mesure de-embeddée
NA20	f_r [GHz]	1.823	1.830
	f_a [GHz]	1.845	1.845
	Q_s	55	166
	Q_p	153	168
	k^2 %	2.98	2.02
NA30	f_r [GHz]	1.803	1.829
	f_a [GHz]	1.844	1.845
	Q_s	23	162
	Q_p	188	205
	k^2 %	5.61	2.16
NA100	f_r [GHz]	1.845	1.845
	f_a [GHz]	1.858	1.858
	Q_s	88	77
	Q_p	205	205
	k^2 %	1.73	1.73

TABLE 4.4 – Paramètres f_r , f_a , Q_s , Q_p et k^2 avant et après deembedding.

la fréquence de résonance et le coefficient de couplage effectif. En effet, les fréquences d'antirésonances sont peu affectées par les contributions inductives des lignes d'accès, par contre les fréquences de résonance sont d'autant plus affectées que les résonateurs possèdent un grand nombre de peignes, et donc que leurs bus présentent une contribution inductive élevée. Nous pouvons également noter la dégradation du facteur de qualité série Q_s due à la résistance série des lignes de connexion : là encore, le coefficient de qualité diminue avec le nombre de doigts des peignes alors qu'il est relativement constant pour les mesures corrigées. Cette résistance parasite a peu d'influence sur le facteur de qualité parallèle Q_p qui correspond à une zone en fréquence où l'impédance du résonateur est maximale et est donc peu sensible à une résistance placée en série avec le résonateur.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

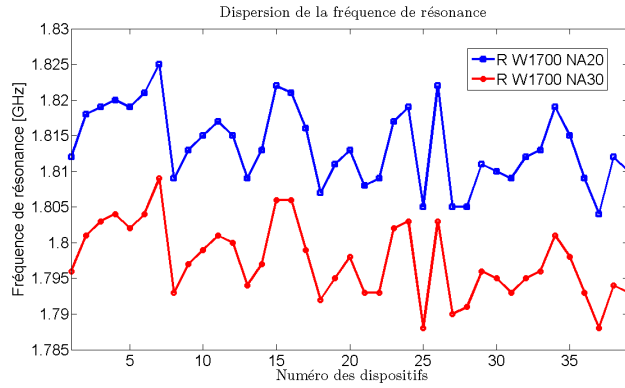
Le dispositif **P04 R W1700 NA100** ayant 100 peignes fonctionne moins bien (coefficient de couplage k^2 et coefficient de qualité série Q_s plus faibles) que ceux avec 20 et 30 peignes. Des simulations électromagnétiques avec le module Momentum du logiciel **Advanced Design SystemTM**(ADS), ont montré que, le retard dû à la propagation du signal RF le long du bus, entraîne un déphasage du signal électrique, entre deux peignes successifs, supérieur à 5° . Ce déphasage, cumulé à l'atténuation du signal le long du bus, est suffisant pour atténuer le coefficient de couplage et surtout le facteur de qualité dans les dispositifs comportant un grand nombre de peignes. Deux solutions peuvent être envisagées pour des lots futurs :

- Une géométrie de lignes de connexion alimentant les peignes améliorée (notamment privilégiant des lignes symétriques) de manière à réduire le déphasage du signal électrique en supprimant le comportement inductif des bus. Ceci peut être obtenu en utilisant des accès électriques très larges et parallèles à la direction des peignes interdigités,
- Une période d'espacement des peignes variable $p = p_0 + \Delta p$, p_0 étant la période obtenue par la simulation et Δp le décalage de la période, calculé en fonction du déphasage dû au retard de propagation RF. L'expression théorique de ce décalage est :

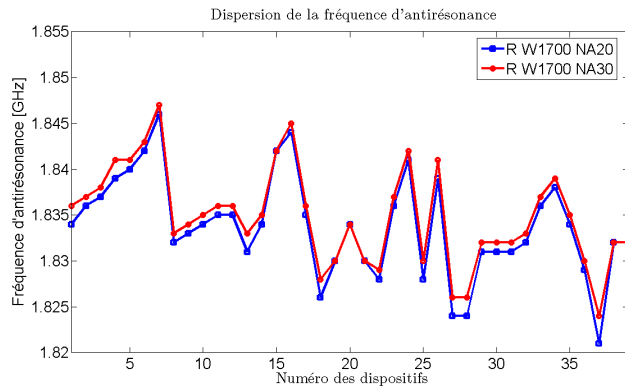
$$\Delta p = v_l \cdot \frac{\theta \bmod 2\pi}{2\pi f} \quad (4.4)$$

avec v_l est la vitesse de phase du signal électrique sur la ligne, θ le déphasage en radian, du signal électrique entre les deux peignes et f la fréquence.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées



(a)



(b)

FIGURE 4.22 – Dispersion de la fréquence des dispositifs **R W1700 NA20** (20 peignes) et **R W1700 NA30** (30 peignes) : (a) fréquence de résonance, (b) fréquence d'antirésonance

4.2.3 Dispersion des mesures électriques

Avant d'introduire les autres dispositifs conçus, nous allons étudier la dispersion des caractéristiques des résonateurs fabriqués.

4.2.3.1 Dispersion des fréquences de résonance et d'antirésonance

Les Fig. 4.22(a) et Fig. 4.22(b) montrent respectivement la dispersion avant *deembedding*, des fréquences de résonances f_r et d'antirésonance f_a pour les dispositifs **R W1700 N20** (20 peignes) et **R W1700 N30** (30 peignes). L'écart-type moyen de la fréquence de résonance est $\sigma f_s = 5$ à 6 MHz. Celui de la fréquence d'antirésonance est $\sigma f_p = 5$ à 7 MHz. Ces écart-types sont équivalents à ceux des résonateurs BAW réalisés au Leti [RBS+07], [BBR+09] avant correction des fréquences. Par ailleurs, nous pouvons constater que l'écart entre les fréquences de résonance des dispositifs **R W1700 N20** et **R W1700 N30** est plus fort que pour les fréquences

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

Résonateur	f_s moyenne [GHz]	σf_s [MHz]	Min [GHz]	Max [GHz]
P04 R W1700 NA20 (20 peignes)	1.814	5.946	1.800	1.830
P04 R W1700 NA30 (30 peignes)	1.797	5.136	1.788	1.809

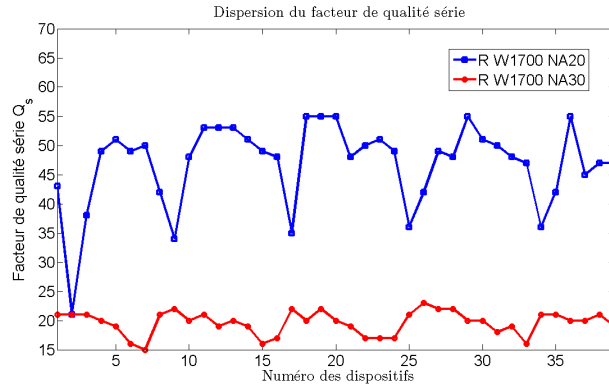
TABLE 4.5 – Dispersion de la fréquence de résonance des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

Résonateur	f_p moyenne [GHz]	Écart-type [MHz]	Min [GHz]	Max [GHz]
P04 R W1700 NA20 (20 peignes)	1.833	6.623	1.820	1.850
P04 R W1700 NA30 (30 peignes)	1.835	5.349	1.824	1.847

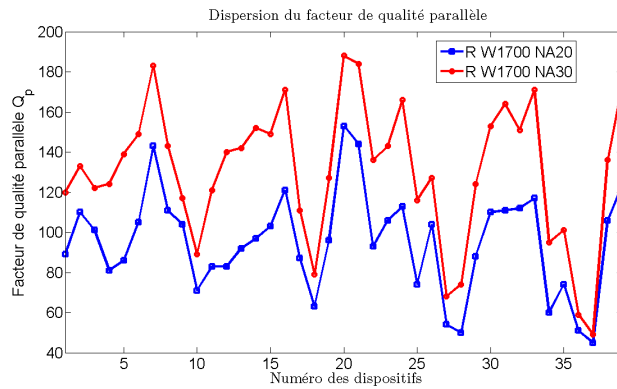
TABLE 4.6 – Dispersion de la fréquence d'antirésonance des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

d'antirésonance. Cela peut être dû à des dispersions sur le coefficient de couplage électromécanique intrinsèque des résonateurs cumulées à une variabilité du comportement inductif des accès électriques. Le Tab. 4.5 et le Tab. 4.6 résument la dispersion des fréquences obtenues sur une plaque.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées



(a)



(b)

FIGURE 4.23 – Dispersion du facteur de qualité des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30** : (a) facteur de qualité série, (b) facteur de qualité parallèle.

4.2.3.2 Dispersion des facteurs de qualité série (Q_s) et parallèle (Q_p)

Les facteurs de qualité mesurés avant deembedding sont faibles. Le maximum atteint pour la résonance série est $Q_s = 55$ correspondant au dispositif **P04 R W1700 NA20** ($Q_s = 160$ après soustraction de la résistance série). Pour le facteur de qualité à l'antirésonance, le maximum est $Q_p = 200$ et correspond au dispositif **P04 R W1700 NA30**.

Le Tab. 4.7 et le Tab. 4.8 résument respectivement la dispersion du coefficient de qualité série et parallèle pour les dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30** de la plaque **P04**.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

Résonateur	Q_s moyen	Écart-type	Min	Max
P04 R W1700 NA20 (20 peignes)	46.87	7.164	21	55
P04 R W1700 NA30 (30 peignes)	19.62	1.995	15	23

TABLE 4.7 – Dispersion du facteur de qualité série des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

Résonateur	Q_p moyen	Écart-type	Min	Max
P04 R W1700 NA20 (20 peignes)	95.26	25.56	45	153
P04 R W1700 NA30 (30 peignes)	130.5	34.69	49	188

TABLE 4.8 – Dispersion du facteur de qualité parallèle des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

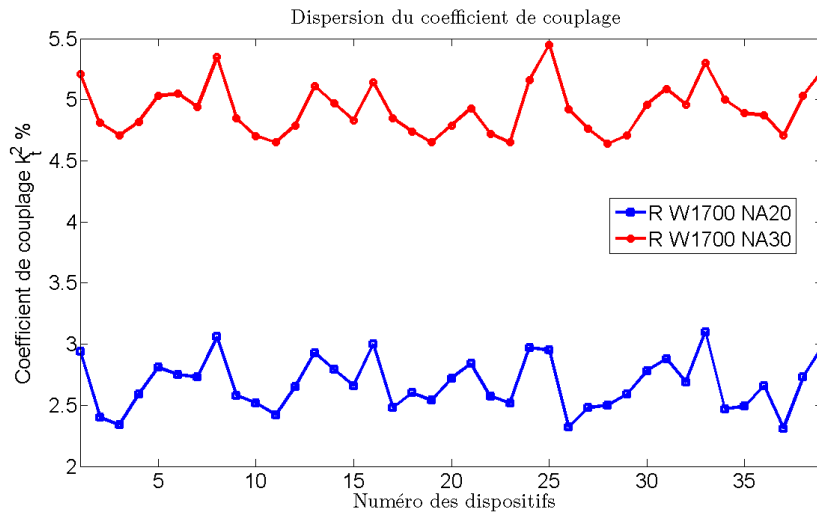


FIGURE 4.24 – Dispersion du coefficient de couplage des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

Résonateur	k_t^2 % moyen	Écart-type %	Min %	Max %
P04 R W1700 NA20	2.68	0.21	2.31	3.1
P04 R W1700 NA30	4.92	0.21	4.64	5.4

TABLE 4.9 – Dispersion du coefficient de couplage des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30**.

4.2.3.3 Dispersion du coefficient de couplage (k^2)

Le Tab. 4.9 résume la dispersion du coefficient de couplage des dispositifs **R W1700 NA20** et **R W1700 NA30** de la plaque **P04**. Les valeurs du coefficient de couplage ont diminué de moitié après le «deembedding» (en comparant le Tab. 4.4 et le Tab. 4.9).

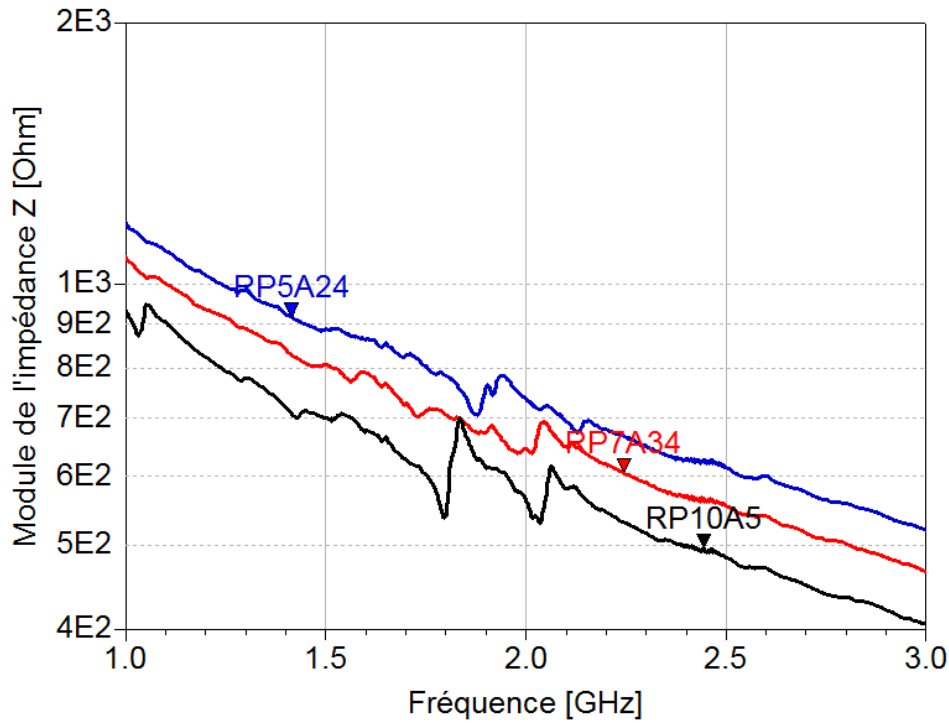


FIGURE 4.25 – Réponse électrique des résonateurs dont la période vaut respectivement $5\ \mu\text{m}$, $7\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$.

4.2.4 Autres dispositifs

D'autres dispositifs ont été fabriqués dont les détails géométriques se trouvent dans l'Annexe B. Ces dispositifs possèdent une faible capacité statique et donc globalement des résonances peu marquées par rapport à ceux décrits ci-dessus. Toutefois, leur analyse permet d'évaluer qualitativement plusieurs paramètres de la conception des résonateurs :

- **Influence de la longueur d'onde λ ($\lambda = 2p$, p est la période des peignes) :** La Fig. 4.25 nous montre la réponse électrique brute pour des dispositifs dont la longueur d'onde est respectivement égale à $10\ \mu\text{m}$ (étiquette **RP5A24**, $p = 5\ \mu\text{m}$), $14\ \mu\text{m}$ (étiquette **RP7A34**, $p = 7\ \mu\text{m}$) et $20\ \mu\text{m}$ (étiquette **RP10A5**, $p = 10\ \mu\text{m}$). Les autres paramètres sont les mêmes que pour le dispositif de référence.

Nous constatons plusieurs effets :

- d'une part une variation de la capacité statique : une augmentation de la période, à rapport de métallisation constant, conduit à une augmentation de la largeur des peignes interdigités, et donc à une augmentation de la capacité statique.
- d'autre part une variation des fréquences de résonance et d'antirésonance : avec l'augmentation de la période, donc une diminution du

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

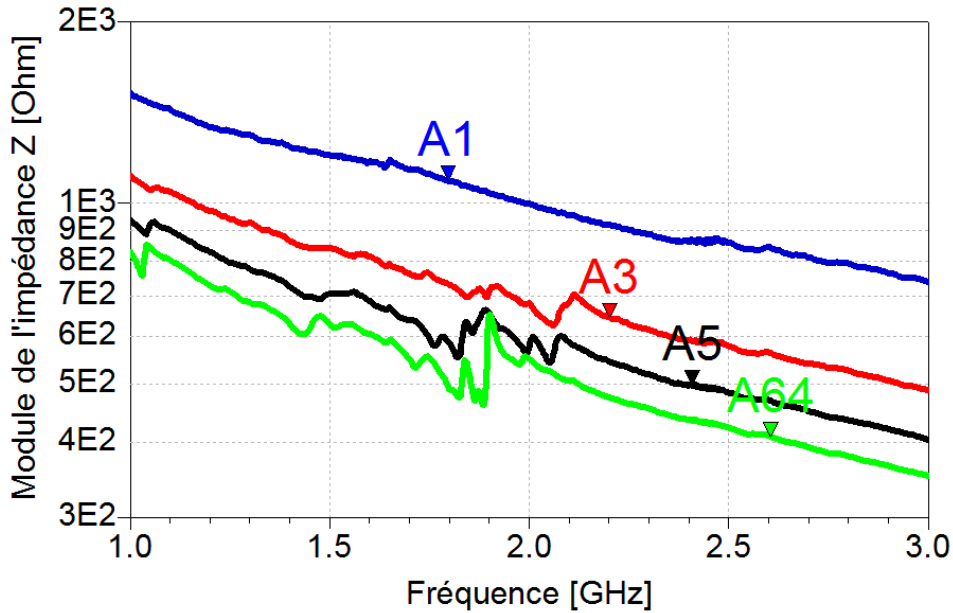


FIGURE 4.26 – Réponse électrique des résonateurs ayant les rapports de métallisation : $\frac{a}{p} = 12\%$ (étiquette **A1**), $\frac{a}{p} = 36\%$ (étiquette **A3**), $\frac{a}{p} = 57\%$ (étiquette **A5**) et $\frac{a}{p} = 76\%$ (étiquette **A64**).

vecteur d'onde, on note une augmentation de ces fréquences, conformément aux courbes de dispersion présentées au chapitre précédent (si l'on considère que pour la réponse du résonateur avec une période de $10 \mu m$ la résonance principale est celle située près de $2.0 GHz$).

- **Rapport de métallisation $\frac{a}{p}$** : La Fig. 4.26 trace les résultats pour les dispositifs ayant respectivement $\frac{a}{p} = 12\%$ (étiquette **A1**), $\frac{a}{p} = 36\%$ (étiquette **A3**), $\frac{a}{p} = 57\%$ (étiquette **A5**) et $\frac{a}{p} = 76\%$ (étiquette **A64**), avec $p = 8.4 \mu m$ (côtes nominales de référence). En tenant compte de la sur-gravure moyenne estimée à $2 \mu m$, ces valeurs deviennent respectivement $\frac{a}{p} \sim 0\%$ pour le dispositif **A1**, $\frac{a}{p} = 24\%$ pour le dispositif **A3**, $\frac{a}{p} = 45\%$ pour le dispositif **A5** et $\frac{a}{p} = 64\%$ pour le dispositif **A64** et pourraient expliquer l'absence de résonance pour le dispositif **A1**. Comme précédemment, l'effet principal est une modification de la largeur des peignes et donc de la capacité statique des résonateurs. L'élargissement des peignes semble aussi s'accompagner d'une augmentation du nombre de résonances parasites, ce qui semble confirmer le fait que ces parasites soient liés au comportement mécanique des métallisations des électrodes.
- **Influence de la longueur des peignes W** (ouverture acous-

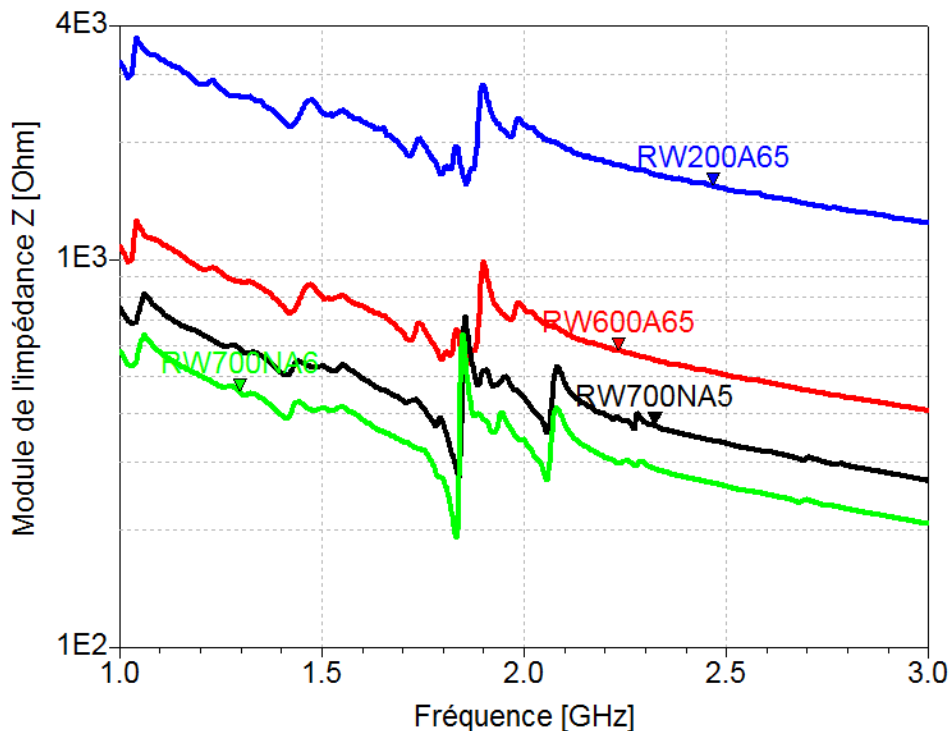


FIGURE 4.27 – Réponse électrique des résonateurs dont la longueur des peignes vaut respectivement $200 \mu m$, $600 \mu m$ et $700 \mu m$.

tique) : La Fig. 4.27 trace la réponse de deux résonateurs ayant la même largeur de peigne $a = 6.5 \mu m$, mais des longueurs de peignes différentes, respectivement égales à $W = 200 \mu m$ (étiquette **RW200 A65**) et $W = 600 \mu m$ (étiquette **RW600 A65**).

Les résultats confirment la relation entre la longueur des peignes et la capacité statique du résonateur et donc son impédance. La capacité statique est proportionnelle à la surface des électrodes. Plus les peignes sont longs, plus la capacité statique est grande, plus l'impédance d'entrée du résonateur est faible. Cette relation permet d'adapter l'impédance du résonateur, à celle de la source, qui est habituellement de $Z_S = 50 \Omega$ en modifiant la longueur des peignes. Les courbes avec les étiquettes **RW700 NA5** et **RW700 NA6** correspondent aux résonateurs ayant $W = 700 \mu m$, et respectivement un nombre de peignes $Na = 5$ et $Na = 6$. L'impédance correspondant au dispositif avec 5 peignes est plus grande que pour 6 peignes. Plus il y'a de peignes, plus la surface totale des électrodes augmente, plus la capacité statique du résonateur augmente et donc plus son impédance diminue. La comparaison entre les courbes marquées **RW200 A65** et **RW600 A65** montre que hormis un changement de capacité statique, la longueur

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

des peignes n'a pas d'incidence sur la réponse électrique des résonateurs, puisque l'on n'observe qu'une simple translation des courbes.

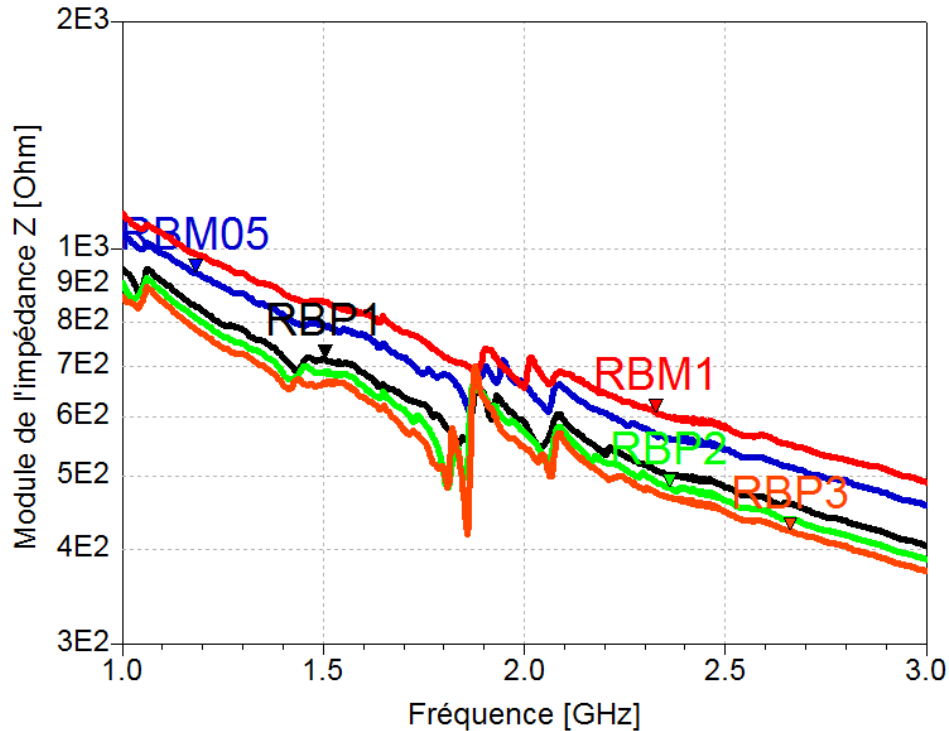


FIGURE 4.28 – Réponse électrique des résonateurs dont la largeur des peignes aux extrémités vaut respectivement $b = 1.1 \mu\text{m} = 0.7\lambda$ (étiquette **RBM1**), $b = 1.6 \mu\text{m} = 0.10\lambda$ (étiquette **RBM05**), $b = 3.1 \mu\text{m} = 0.18\lambda$ (étiquette **RBP1**), $b = 4.1 \mu\text{m} = 0.24\lambda$ (étiquette **RBP2**) et $b = 5.1 \mu\text{m} = 0.30\lambda$ (étiquette **RBP3**).

- **Influence de la largeur des peignes situés en bord de résonateur b** : La largeur de référence (dispositif de référence) du dernier peigne, pour les dispositifs sans réflecteurs (gravure de l'*AlN* à flanc vertical), est $b = \frac{a}{2} = \frac{\lambda}{8} = 0.13\lambda$. La Fig. 4.28 représente la réponse électrique pour les dispositifs ayant respectivement $b = 1.1 \mu\text{m} = 0.70\lambda$ (étiquette **RBM1**), $b = 1.6 \mu\text{m} = 0.10\lambda$ (étiquette **RBM05**), $b = 3.1 \mu\text{m} = 0.18\lambda$ (étiquette **RBP1**), $b = 4.1 \mu\text{m} = 0.24\lambda$ (étiquette **RBP2**) et $b = 5.1 \mu\text{m} = 0.30\lambda$ (étiquette **RBP3**).

Quand b est grand, la surface du dernier peigne augmente, donc la capacité statique globale aussi. Cela conduit à une impédance plus faible. La Fig. 4.28 montre également que le coefficient de couplage effectif est plus fort quand b est plus grand, y compris les cas où b est plus grand que la largeur de référence des peignes classiques (exemple pour la courbe étiquetée **RBP3**). Cela implique également, que le fait d'avoir la largeur du dernier peigne b égale à la moitié de la celle des peignes, calculée par la formule $a = \frac{p}{2}$ n'est pas un choix optimal. Une autre piste à explorer serait de ne pas placer de peigne en bord de

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

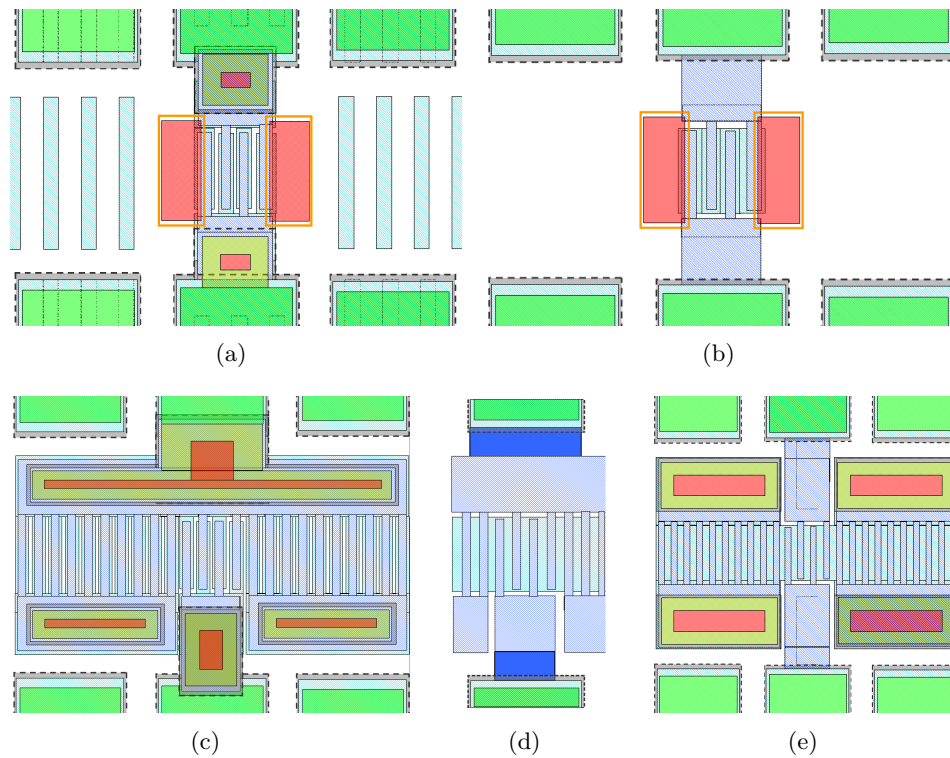


FIGURE 4.29 – Différents types de résonateurs réalisés : (a) résonateur **A1**, (b) résonateur **A3**, (c) résonateur **B1**, (d) résonateur **B2**, (e) résonateur **B3** (pour plus de détails, voir l'Annexe B).

résonateur [KP08].

- **Influence du choix de conception géométrique** : Plusieurs variantes de dispositifs ont été fabriquées, l'Annexe B en donne le détail.
 - Le dispositif noté **A1** (Fig. 4.29(a)) est un résonateur excité par des peignes interdigités sur les niveaux supérieur et inférieur, délimité par une gravure de la couche piézoélectrique
 - Le dispositif noté **A3** (Fig. 4.29(b)) est un résonateur avec un plan flottant sur le niveau inférieur, délimité par une gravure de la couche piézoélectrique
 - Les dispositifs notés **B1** (Fig. 4.29(c)), **B2** (Fig. 4.29(d)) et **B3** (Fig. 4.29(e)), notés **B1NR20**, **B2NR20** et **B3NR20** sur la Fig. 4.30, sont des résonateurs à 20 peignes réflecteurs, ayant des peignes interdigités sur le niveau supérieur. Ils se différencient par l'électrode inférieure qui est constituée de peignes interdigités pour le type **B1**, d'un plan flottant isolé pour le type **B2** ou relié aux peignes réflecteurs pour le type **B3**.

Nous constatons que le dispositif noté **A3** présente une réponse différente des autres. Nous constatons également que les dispositifs possédant un plan électrique flottant (types **A3**, **B2** et **B3**), semblent

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

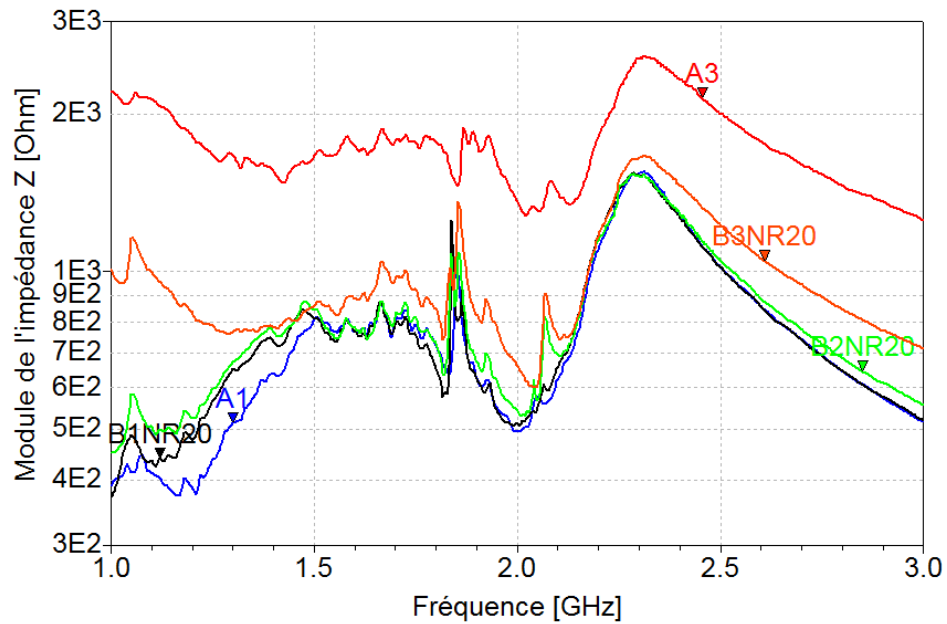


FIGURE 4.30 – Réponse électrique des différents types de résonateurs fabriqués et décrits dans l'Annexe B.

avoir plus de résonances parasites que ceux qui n'en possèdent pas, notamment, en comparant les dispositifs notés **A1** et **A3**. Les dispositifs qui ont moins de résonances parasites (**A1** et **B1NR20**) ont des peignes interdigués sur les deux niveaux d'électrodes. Parmi les dispositifs possédant des réflecteurs, qui ont un plan électrique flottant, il ne semble pas judicieux de connecter les réflecteurs au plan électrique flottant.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

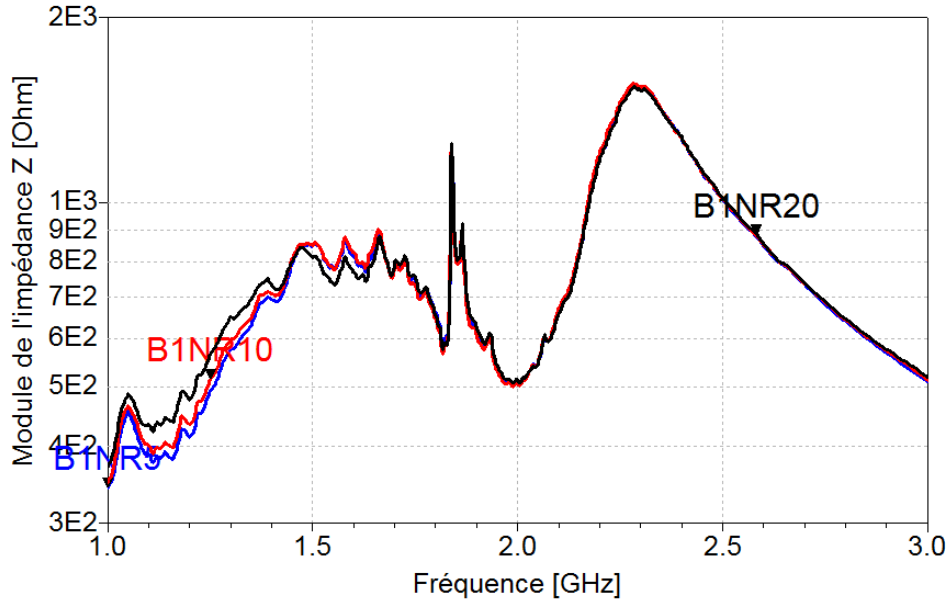


FIGURE 4.31 – Réponse électrique des dispositifs ayant respectivement 5, 10 et 20 peignes réflecteurs.

- **Nombre de peignes réflecteurs N_R** : La Fig. 4.31 présente les dispositifs de type **B1** ayant des peignes interdigités sur le niveau inférieur et supérieur et respectivement un nombre de peignes réflecteurs $N_R = 5$ (étiquette **B1NR5**), $N_R = 10$ (étiquette **B1NR10**) et $N_R = 20$ (étiquette **B1NR20**). Ces trois résonateurs ont le même comportement, notamment autour de la fréquence de résonance. Deux explications sont possibles :
 - Le nombre de peignes réflecteurs semble avoir un impact plus faible, donc il faudrait une plus grande variation du nombre de réflecteurs pour avoir plus d'effet sur la réponse électrique,
 - Ou $N_R = 5$ peignes réflecteurs suffisent déjà pour assurer une réflexion des ondes suffisante. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire d'avoir un nombre de peignes réflecteurs, supérieur à 5.
- **Nombre de peignes des transducteurs N_A** : Les dispositifs de la Fig. 4.32 correspondent au type **B1** possédant des peignes interdigités sur les deux niveaux avec $N_R = 20$ peignes réflecteurs. Le nombre de peignes dans la zone active est respectivement $N_A = 3$ (étiquette **B1NR20NA3**), $N_A = 5$ (étiquette **B1NR20NA5**) et $N_A = 10$ (étiquette **B1NR20NA10**).
Malgré l'effet prépondérant des lignes de connexion, nous constatons que quand N_A est plus faible, le pic de la résonance parallèle est plus marqué.
- **Filtre à couplage acoustique** : Les réponses électriques des filtres à

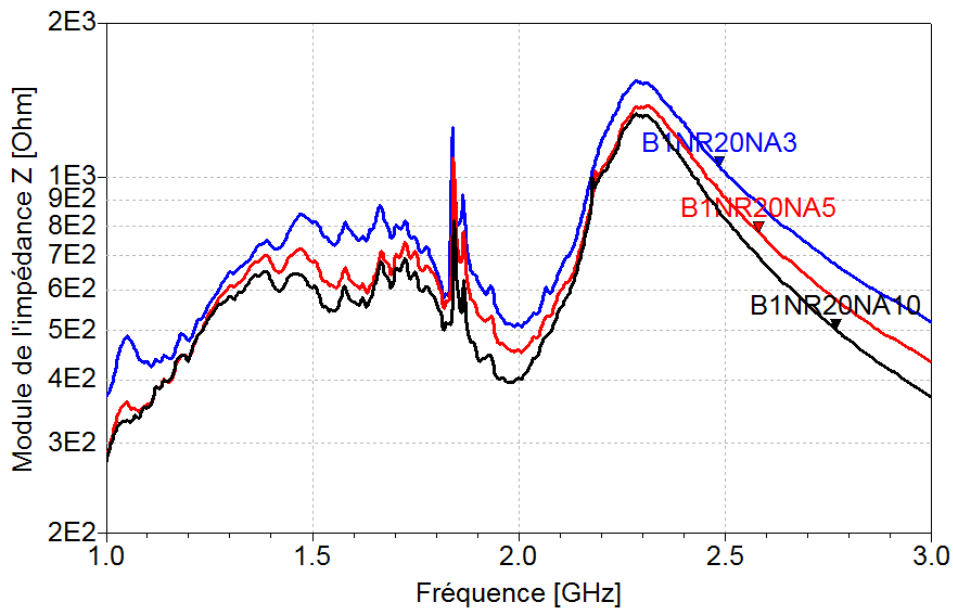


FIGURE 4.32 – Réponse électrique des dispositifs ayant 20 peignes réfléchissants et respectivement 3, 5 et 10 peignes actifs.

couplage acoustique ne sont pas satisfaisantes. Les filtres ont été trop couplés acoustiquement et leur réponse est comparable à celle d'un résonateur unitaire. La Fig. 4.33 montre, à titre d'exemple, la réponse du filtre à couplage acoustique conçu avec les paramètres du résonateur de référence ayant 20 peignes actifs et 5 peignes de couplage. Cette observation pourrait confirmer le fait que 5 réfléchissants suffisent à former un miroir permettant une forte réflexion des ondes.

- **Filtre à couplage électrique** : La réponse des filtres à couplage électrique n'est pas non plus satisfaisante, étant donné que ces filtres ne sont pas adaptés en impédance.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

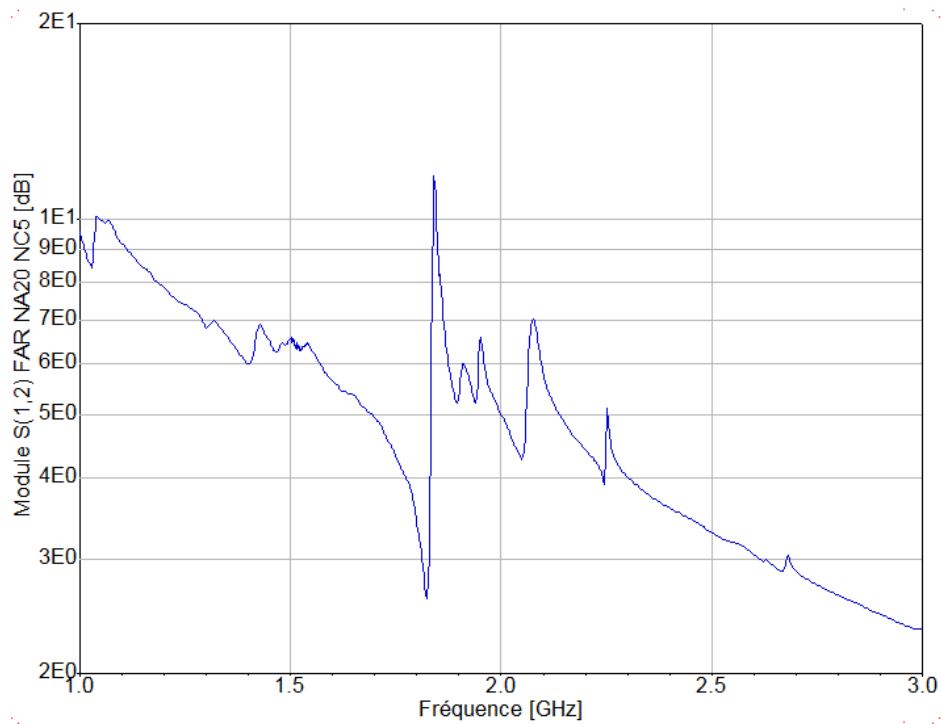


FIGURE 4.33 – Réponse électrique du filtre acoustique de référence.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

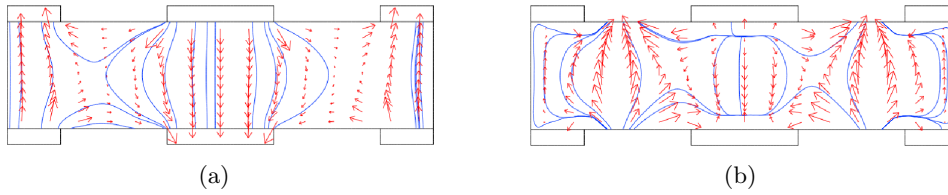


FIGURE 4.34 – Déformation des lignes de champ en fonction de la fréquence : (a) les lignes de champ sont majoritairement dirigées des peignes (+) de niveau supérieur vers les peignes (-) de niveau inférieur à la fréquence de résonance $f_1 = 210 \text{ MHz}$, (b) les lignes de champ sont majoritairement dirigées des peignes (+) vers les peignes (-) du même niveau à la fréquence de résonance $f_2 = 430 \text{ MHz}$.

4.2.5 Comparaison des solutions de réflecteurs latéraux

La forme des lignes de champ a une grande influence sur la forme des ondes (longueur d'onde) et donc sur les conditions aux limites permettant de créer la condition de résonance. La distribution du champ électrique dans le matériau actif change sensiblement avec la fréquence. La Fig. 4.34(a) présente à la fréquence de résonance $f_1 = 210 \text{ MHz}$, pour un guide d'onde constitué par l'AlN d'épaisseur $e_{AlN} = 2 \mu\text{m}$ et de largeur $l = 8 \mu\text{m}$ situé entre deux électrodes, la forme des lignes de champ électrique qui montrent une interaction prépondérante entre les peignes de niveaux différents. La Fig. 4.34(b), au contraire, montre à la fréquence de résonance $f_2 = 430 \text{ MHz}$, une prépondérance des lignes de champ entre les électrodes du même niveau. D'autre part, les ondes acoustiques guidées, étant formées par la somme de plusieurs ondes partielles, se propageant dans la structure (cf. Chap. 3), le fait de fixer la largeur du résonateur, peut favoriser des résonances parasites sous certaines conditions liées à l'espacement des électrodes et à l'épaisseur de la couche d'AlN. Une dégradation du comportement global du résonateur autour de la fréquence de résonance apparaît également si les lignes de champ changent de façon sensible entre la fréquence de résonance et d'antirésonance. L'utilisation des réflecteurs offre une souplesse, les ondes partielles se réfléchissent plus ou moins profondément sous les réflecteurs en fonction des formes d'ondes imposées par les lignes de champ, comme illustré sur la Fig. 4.35.

Ces observations font qu'il est difficile de conclure sur le choix de conception entre la gravure verticale de l'AlN ou le dépôt de peignes réflecteurs. Cependant, les peignes réflecteurs, qui offrent une plus grande souplesse de conception, méritent d'être étudiés plus en détail.

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

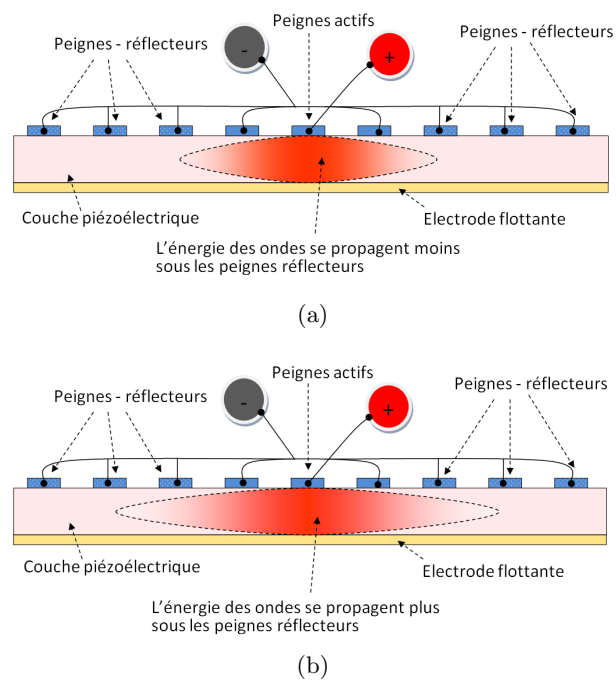


FIGURE 4.35 – Conditions aux limites dans le cas des réflecteurs : (a) L'énergie des ondes acoustiques est fortement atténuée sur une plus courte distance contrairement au (b) où l'énergie est fortement atténuée plus loin sous les peignes réflecteurs.

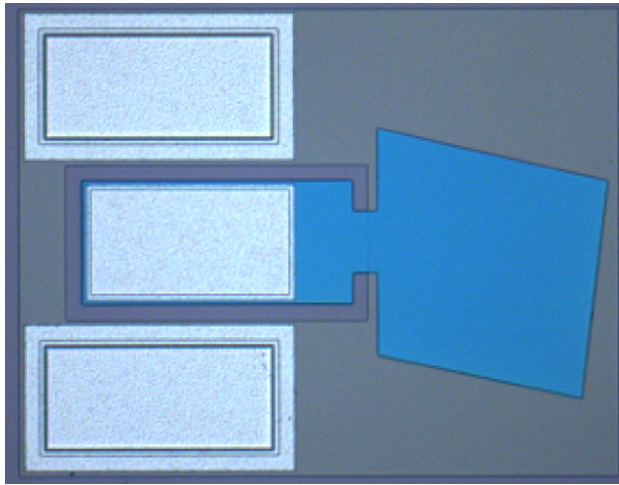


FIGURE 4.36 – Photographie optique du résonateur BAW co-fabriquée avec les résonateurs à ondes acoustiques guidées.

4.2.6 Co-intégration avec les résonateurs BAW

Comme nous l'avons vu dans la Section 4.1, le procédé de réalisation des résonateurs à ondes acoustiques guidées est semblable à celui des résonateurs BAW. Nous avons conçu des résonateurs BAW sur la même puce que les résonateurs à ondes acoustiques guidées. La Fig. 4.36 montre une photographie MEB des résonateurs BAW fabriqués. Nous rappelons que la co-intégration permet de regrouper toutes les fonctions de filtrage d'un récepteur mobile dans la même puce.

Les performances de ces résonateurs BAW, résumées dans le Tab. 4.10, sont faibles par rapport à l'état de l'art des résonateurs fabriqués au CEA / Leti et à STMicroelectronics. La chute du coefficient de couplage piézo-électrique s'explique par le fait que l'empilement de couches a été dimensionné uniquement pour les résonateurs à ondes acoustiques guidées et n'est donc pas optimal pour des résonateurs BAW. Notamment, on remarque que l'épaisseur de la couche supérieure du miroir de Bragg diffère significativement d'une couche quart-d'onde, ce qui est connu pour dégrader le coefficient de couplage électromécanique effectif des résonateurs BAW. En ce qui concerne le facteur de qualité, la Fig. 4.37 montre que les déplacements (en Å/V) sont plus importants dans les couches supérieures du miroir de Bragg que dans la couche piézoélectrique en *AlN* (notamment pour les couches de *SiN* #3 et de *SiOC* #2). Ceci est certainement lié à des impédances acoustiques plus faibles pour ces matériaux que pour l'*AlN*. Quoiqu'il en soit, le *SiOC* étant un matériau possédant des pertes acoustiques relativement élevées [JKS⁺09], ceci génère une dissipation d'énergie non négligeable et explique certainement les coefficients de qualité dégradés des résonateurs mesurés. De manière similaire, ceci explique également pourquoi les résona-

4.2 Caractérisation électrique des résonateurs et des filtres à ondes acoustiques guidées

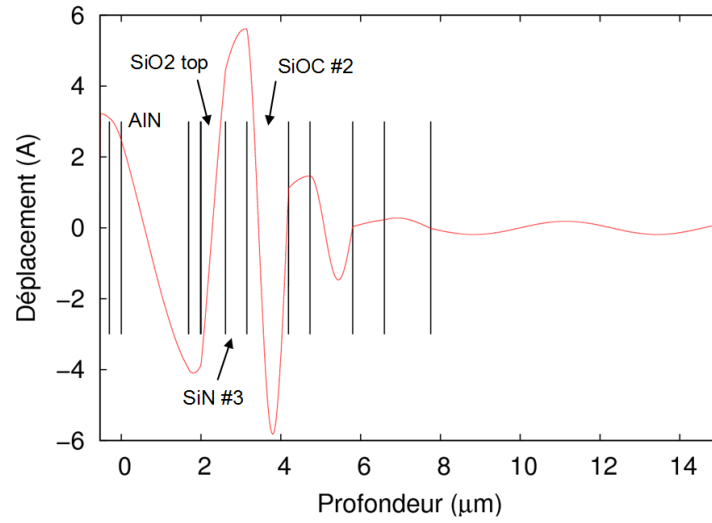


FIGURE 4.37 – Amplitude de déplacement (en Å/V) dans les différentes couches du résonateur.

Dispositif	Type	F_R (MHz)	k_t^2 (%)	Q
Résonateur BAW CEA/Leti [VCT+05]	Miroir de Bragg	2 140	6	1 500
Résonateur BAW co-intégré	Miroir de Bragg	1 846	1.8	250

TABLE 4.10 – Comparaison des résonateurs BAW co-intégrés avec les résonateurs à ondes acoustiques guidées et les résonateurs BAW développés par le CEA/Leti et STMicroelectronics.

teurs à ondes guidées que nous avons réalisés possèdent des coefficients de qualité du même ordre. Une optimisation de cette co-intégration pourrait porter sur la conception d'un miroir de Bragg optimisé efficace pour les deux types de résonateur ainsi que la mise en œuvre de solutions éprouvées comme l'utilisation des frames et/ou du capot [PGP+07]. La Fig. 4.38 représente la réponse électrique du résonateur BAW mesuré. Le coefficient de qualité est $Q = 250$ et le couplage est $k_t^2 = 1.8\%$.

Chapitre 4. Réalisation technologique et caractérisation des résonateurs

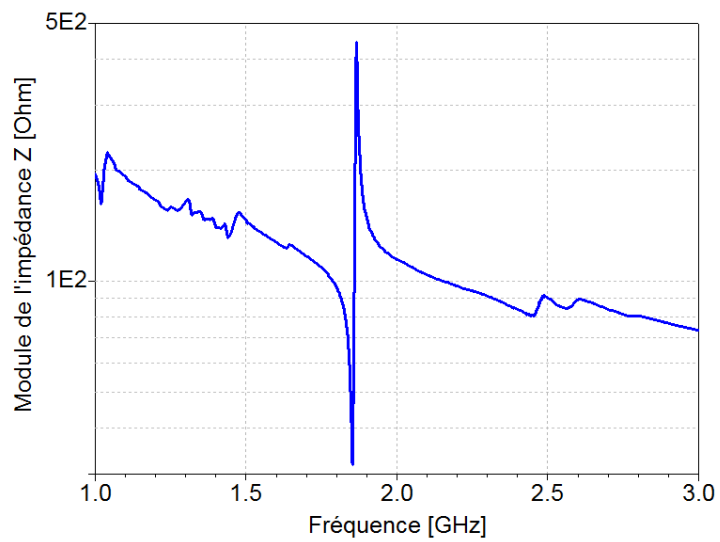


FIGURE 4.38 – Réponse harmonique des résonateurs BAW co-intégrés avec les résonateurs à ondes acoustiques guidées.

4.3 Conclusion

La réalisation technologique des résonateurs à ondes acoustiques guidées a démontré la faisabilité de résonateurs à ondes guidées sur miroir de Bragg. Un procédé de fabrication stable a été mis au point : basé sur le procédé de fabrication de résonateurs BAW-SMR, il utilise de plus des étapes de planarisation des électrodes inférieures et une gravure à flancs verticaux de la couche d'*AlN*. Les caractérisations électriques des résonateurs ont permis de déterminer les dispositifs présentant les meilleures caractéristiques électriques : $f_r = 1.83 \text{ GHz}$, $k^2 = 2.16\%$, $Q = 162$ et $Q_p = 205$. L'analyse des différentes variantes de résonateurs réalisés, a permis d'établir plusieurs pistes pour améliorer le coefficient de qualité de ces composants et réduire les résonances parasites.

- **Amélioration de la conception** : Le miroir de Bragg peut être davantage optimisé en tenant compte de la répartition des déplacements dans les différentes couches, pour améliorer le coefficient de qualité. Par ailleurs, les décalages en fréquence pourront être corrigés par une étape de trimming constituée d'un dépôt d'une couche de loading de *SiN* puis un amincissement pour ajuster la fréquence suivant le principe déjà utilisé pour les résonateurs BAW.
- **Conception par simulation électromagnétique** : Lors de la conception des résonateurs à ondes acoustiques, une simulation électromagnétique, avec un logiciel comme **Advanced Design System**TM(ADS) Momentum, doit être systématiquement envisagée pour tenir compte de la propagation du signal **RF** entre le premier et le dernier peigne, dans le cas où le nombre de peignes dépasse une dizaine. Cette simulation permettra d'adapter la période des peignes en fonction de leur position par rapport à la ligne d'arrivée du signal RF.
- **Conception des lignes de connexion en appliquant les règles de conception des circuits RF** : La simulation RF permet de déterminer la longueur des peignes pour atteindre une impédance d'entrée du résonateur habituellement fixée à $Z = 50 \Omega$ et de réduire les inductances et les capacités parasites, dues aux lignes de connexion, aux plots de contact RF et aux vias.
En règle général, dans les lots futurs, il faudrait avoir des lignes de masse et d'arrivée du signal électrique symétriques par rapport au résonateur lui même. La configuration de la Fig. 4.39(a), asymétrique, est à éviter. Celle de la Fig. 4.39(b), symétrique, est préférable.
- **Amélioration de la conception technologique** : Une attention particulière devrait être portée à la lithographie, lors de la définition des vias, pour éviter les problèmes d'ouverture que nous avons rencontrés sur notre réalisation.

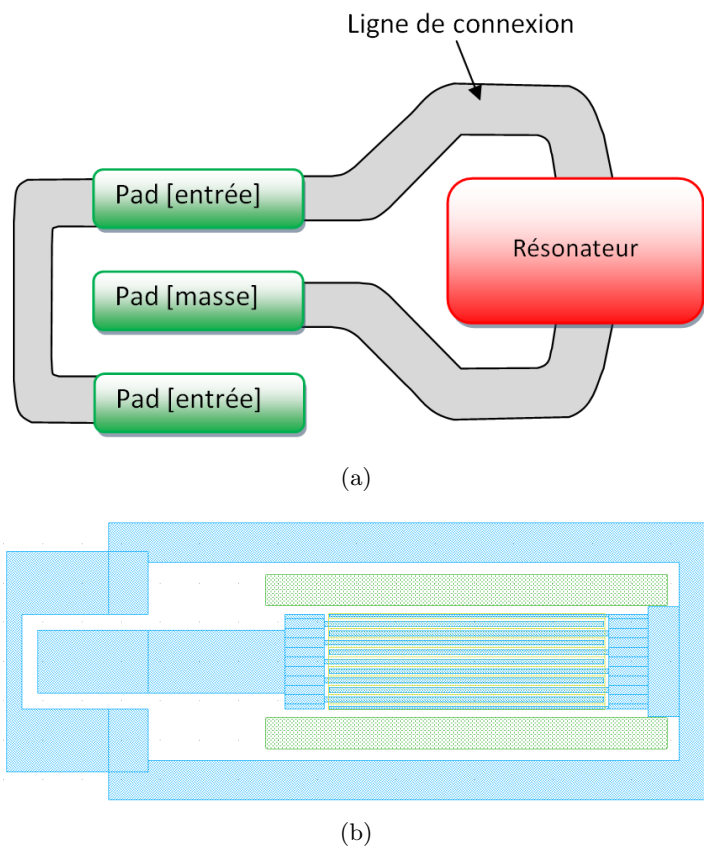


FIGURE 4.39 – Les lignes de connexion symétriques (a), les lignes de connexion asymétriques (b).

Quatrième partie

Conclusions et Perspectives

Conclusion et perspectives

Les contraintes de miniaturisation et de diminution du coût d'assemblage des circuits de télécommunication grand public, poussent à la co-intégration des composants constituant une partie des systèmes de transmission et de réception. Cette co-intégration est pleinement réalisée pour les composants actifs. Les composants passifs acoustiques (filtres SAW, résonateurs BAW) utilisés pour le filtrage ou pour des fonctions d'oscillateurs, restent encore distincts car leurs technologies ne sont pas compatibles entre elles et avec la technologie des circuits intégrés (substrats exotiques pour les composants SAW, approche above IC non rentable pour les résonateurs BAW). Un des objectifs de cette thèse, était de trouver des solutions permettant de co-intégrer des composants acoustiques dans une même puce. La possible co-intégration de résonateurs à ondes de Lamb avec des résonateurs FBAR a été démontrée lors de travaux précédents. Dans cette lignée, ma thèse a consisté à étudier la faisabilité de résonateurs proche des composants à ondes de Lamb, mais co-intégrables avec des résonateurs BAW SMR développés par STMicroelectronics et le CEA-Leti. Pour différencier ces composants des résonateurs à ondes de Lamb classiques, nous les avons appelés résonateurs à ondes guidées. Ces ondes se propagent latéralement et permettent de combiner les avantages des composants SAW, à savoir, la possibilité de fixer les paramètres de fonctionnement par la géométrie et pas uniquement par les épaisseurs des couches utilisées, et les avantages des résonateurs BAW, à savoir, l'utilisation d'un substrat classique de silicium, la facilité de fabriquer un grand nombre de composants dans une seule même puce (des dizaines de milliers de composants) réduisant le coût de fabrication et enfin, pour la possibilité de fabriquer nos composants simultanément avec les résonateurs BAW sur la même puce (co-intégration) en utilisant des procédés de fabrication proches de ceux utilisés pour les résonateurs BAW. De nos jours, en téléphonie mobile, les filtres BAW restent très utilisés pour les filtres d'antenne (près de 10% de part de marché). D'autre part la possibilité de fixer les paramètres de fonctionnement par la géométrie, permet d'espérer fabriquer des composants multi-standards dans une même puce. Nous choisissons la technologie BAW-SMR, d'une part parce qu'elle a une meilleure tenue en puissance, est plus fiable et à cause du fait qu'il est plus difficile de faire une membrane (air gap). D'ailleurs ces raisons ont conduit

Conclusions et perspectives

STMicroelectronics et le CEA/Leti à retenir ce choix technologique.

Le concept des composants à ondes acoustiques guidées sur un miroir de Bragg étant nouveau (seulement deux publications en dehors de nos travaux depuis 2006), dans le Chap. 1, nous avons étudié les architectures RF et les applications potentielles réalisables avec de tels composants. Nous avons vu que plusieurs technologies telles que les résonateurs MEMS et les composants acoustiques SAW ou BAW utilisés dans les systèmes de télécommunication de nos jours visent à satisfaire ces besoins.

Une fois les applications potentielles décrites, dans le Chap. 2, nous avons analysé la faisabilité physique de ces composants. Nous avons étudié les ondes de Lamb qui sont très similaires aux ondes acoustiques guidées, permettant de comprendre les bases de la propagation des ondes acoustiques dans une couche faisant office de guide d'onde acoustique. Cette étude montre que, de façon similaire aux ondes de Lamb, l'utilisation du premier mode symétrique du guide (mode S_0) est favorable dans la gamme des fréquences intermédiaires (entre 100 MHz et 500 MHz). Dans la gamme des fréquences hautes (> 500 MHz), l'utilisation du mode S_1 est à privilégier sous peine de voir l'épaisseur de la couche guidante ou la période des peignes interdigités devenir trop faible pour être réalisés simplement. A cause d'un coefficient de couplage électromécanique k^2 limité à 4% pour les modes que nous exploitons, les résonateurs sont plus indiqués pour le filtrage en bande étroite. Nous avons vu qu'il est nécessaire de confiner l'énergie acoustique dans la couche piézoélectrique pour atteindre de bonnes performances (Q élevé, parasites, k^2 correct, ...). Nous avons alors proposé deux méthodes adaptées aux ondes guidées, permettant d'atteindre ce confinement :

- Utilisation des ondes de Love ou ondes de Lamb généralisées
- Utilisation du miroir de Bragg

Dans le premier cas, nous proposons deux méthodes : utiliser un couple de matériau piézoélectrique/substrat présentant une réflexion interne totale à l'interface entre les deux milieux, ou utiliser une structure guidante multicouche permettant de réduire la vitesse de phase des ondes se propageant dans l'empilement de manière à empêcher tout rayonnement dans le substrat.

La première méthode est basée uniquement sur les propriétés physiques des matériaux utilisés, ce qui implique la recherche de couples **substrat / couche-piézoélectrique** fonctionnels qui sont compatibles avec les techniques de réalisation qui nous sont disponibles. L'utilisation de substrats exotiques (Saphir par exemple) étant délicate dans un environnement tel que le Leti, nous n'avons pas poursuivi plus en avant dans cette étude. Pour la deuxième méthode, nous utilisons un ensemble d'algorithmes couplés aux simulations par éléments finis pour déterminer les épaisseurs des couches guidantes, permettant de choisir un point de fonctionnement de façon aisée en fonction de la fréquence désirée. Les analyses sont basées sur la visualisation des courbes de dispersion. nous nous sommes aperçus que s'il était

effectivement possible de jouer sur les épaisseurs d'une structure multicouche pour ralentir suffisamment les ondes pour empêcher tout rayonnement dans le substrat, ceci se fait, dans certains cas, au prix de rendre l'ensemble du multicouche guidant, ce qui dégrade le coefficient de qualité et coefficient de couplage électromécanique. Nous avons également présenté les limites technologiques d'utilisation de cette méthode. Ces limites favorisent l'utilisation du mode guidé similaire au mode S_0 des ondes de Lamb pour cette méthode.

Dans le cas de l'utilisation d'un miroir de Bragg, nous avons vu que les méthodes de calcul classiques, comme Mason, utilisées pour la conception des résonateurs BAW, ne marchent pas pour les ondes guidées. La raison est que les ondes partielles constituant les ondes acoustiques guidées ont un angle d'incidence non nul. Pour les calculs, nous nous basons donc, essentiellement sur la méthode de matrice de réflexion que nous avons présentée dans la Section 2.3. Cette méthode nous a permis de calculer les courbes de transmission des ondes qui se propagent dans nos structures. Elle a aussi permis de mettre en évidence le fait que les résonateurs BAW (lenteur nulle) restent intrinsèquement plus performants en terme d'isolation que les résonateurs à ondes acoustiques guidées (lenteur non nulle). Nous avons vu que le miroir de Bragg permet d'obtenir les meilleures performances en termes de coefficient de couplage ou de qualité. De plus, les miroirs nécessaires au confinement des ondes que nous voulons exploiter sont proches des miroirs désaccordés habituellement utilisés pour les résonateurs SMR à fort coefficient de qualité.

Dans le Chap. 3, nous avons mis au point une méthodologie systématique de recherche d'épaisseurs optimales pour assurer une réflexion maximale du miroir de Bragg. Cette méthodologie est basée sur la méthode de calcul de la matrice de réflexion et les algorithmes de recherche d'optimum comme **Gauss-Newton** ou **Levenberg-Marquardt**. Une fois les épaisseurs déterminées, nous avons calculé la courbe de dispersion de la structure. En fonction de la courbe de dispersion calculée, il peut être nécessaire de minimiser l'effet des modes proches qui peuvent se coupler avec le mode désiré générant des parasites. Nous utilisons alors la dernière couche qui est en oxyde de silicium pour éloigner le plus possible ces modes indésirables du mode désiré. Cette méthode, non triviale, permet d'utiliser l'épaisseur du SiO_2 pour modifier le coefficient de poisson de la structure. En fonction de la nature des matériaux utilisés, nous avons étudié l'influence de la dispersion technologique des épaisseurs sur la performance du miroir de Bragg, afin de nous assurer de la robustesse de notre conception. Cette étude nous montre que l'influence de la dispersion des épaisseurs est plus grande pour les matériaux ayant une impédance acoustique faible.

Nous avons ensuite étudié le dimensionnement des peignes interdigités servant d'électrodes. Ce dimensionnement est basé sur les courbes de dispersion et la réponse d'impédance harmonique. Les réponses d'impédance harmonique sont calculées en utilisant la méthode de calcul de la permit-

Conclusions et perspectives

tivité effective décrite par **Bløtekjaer et al.**, supposant que les structures sont infiniment longues. Nous avons déterminé les limites permettant de choisir le meilleur compromis pour la détermination du vecteur d'onde, permettant d'atteindre un coefficient de couplage k^2 suffisant tout en réduisant les résonances parasites dues aux harmoniques spectraux et dans le domaine des vecteurs d'ondes. Le vecteur d'onde détermine la période des peignes. Nous avons trouvé que le meilleur rapport de métallisation qui permet de déterminer la largeur des peignes en fonction de la longueur d'onde est $\frac{a}{p} = 50\%$. Nous avons terminé le Chap. 3 par la présentation des géométries des différentes structures de résonateurs et de filtres électriques et acoustiques conçues.

Dans le Chap. 4, nous avons déterminé un procédé de fabrication fonctionnel très similaire à celui des résonateurs BAW. Ce procédé a quelques particularités, par exemple, la gravure à flanc vertical de la couche piézoélectrique et une étape de planarisation, permettant un dépôt de la couche piézoélectrique sur une surface plane, malgré la présence de peignes interdigités situés sous la couche d'*AlN*. Malgré une forte perturbation provenant des lignes électriques mal adaptées à la propagation du signal RF, les caractérisations électriques sont très prometteuses puisqu'elles valident le fonctionnement des résonateurs. Les structures plus longues (longueur $W = 1700 \mu m$) ayant 20 et 30 peignes, sont les meilleures. Un facteur de qualité $Q = 205$ et un coefficient de couplage $k_t^2 = 2.16\%$ ont été atteints pour la fréquence $f_r = 1.8 GHz$ sur les dispositifs de-embeddés. Ce qui situe notre composant en tête de liste juste derrière les résonateurs BAW en utilisant le facteur de mérite $FOM = Q \times f \times k_t^2$. Une étude statistique des résultats donne pour les dispositifs non de-embeddés, un écart-type pour les fréquences de résonance et d'anti-résonance respectivement de $f_s = 5 - 6 MHz$ et $f_p = 5 - 7 MHz$. Un écart-type moyen de $k_t^2 = 2.7\%$ a été mesuré pour les structures avec 20 peignes et $k_t^2 = 4.9\%$ pour les structures avec 30 peignes. Les structures ayant une longueur inférieure à $W = 1700 \mu m$ ont des performances plus réduites. Les structures fabriquées nous ont permis de déterminer les géométries optimales : les peignes aux extrémités doivent être plus larges (même largeur que les peignes centraux, 50% de rapport de métallisation, au lieu d'un rapport de métallisation de 25%). Les lignes de connexion doivent être systématiquement adaptées à la propagation du signal RF, notamment les lignes d'arrivée du signal électrique doivent être symétriques par rapport à la ligne de masse. La longueur des structures doit être déterminée pour garantir une impédance $Z = 50 \Omega$. Les dispositifs ayant des peignes sur les deux niveaux d'électrodes ont des performances supérieures. Les réflecteurs permettent de s'affranchir de certains problèmes comme les résonances parasites, posés par la gravure des flancs de la couche piézoélectrique. Dans le cas d'utilisation des réflecteurs, il est mieux de les connecter à la ligne de masse ou à la ligne positive et non pas à un plan électrique flottant. Des résonateurs BAW-SMR, fabriqués sur les mêmes plaques que les com-

posants à ondes acoustiques guidées, ont permis de prouver la co-intégration de ces deux types de composants. Cependant la conception n'ayant pas été optimisée pour les résonateurs BAW fabriqués, leur performance ($Q = 250$, $k_t^2 = 1.8\%$) sont en dessous de celles actuellement obtenues sur les résonateurs BAW fabriqués seuls.

La suite des ces travaux seraient de concevoir le composant pour une spécification particulière, une application donnée. Cette étude doit permettre de comprendre davantage le composant et de maîtriser l'influence des phénomènes de dispersion technologique. Il serait alors intéressant de mener une étude plus poussée, incluant des aspects de nos composants qui n'ont pas été abordés dans le cadre de cette thèse : fiabilité, tenue en puissance et stabilité en température. Il serait intéressant de mener une étude de l'influence mécanique de la métallisation sur la propagation des ondes acoustiques et une étude tenant en compte un nombre limité de peignes. Les futurs résonateurs conçus doivent être validés par une simulation électromagnétiques pour optimiser la forme des lignes de transmission pour le signal RF et maîtriser les phénomènes électromagnétiques indésirables au niveau des peignes. Une étude plus approfondie doit être effectuée pour la conception des filtres acoustiques. Il serait intéressant d'intégrer le composant dans une chaîne de réception et d'émission, pour étudier son impact sur le circuit global. Cette étude sera complétée par la conception d'un récepteur/émetteur multi-standard co-intégrant dans une même puce, des résonateurs BAW-SMR et des résonateurs à ondes acoustiques guidées.

Ces résultats ouvrent de nouvelles voies pour les architectures RF. La co-intégration avec les résonateurs BAW-SMR permet de regrouper tous les filtres d'une architecture RF (filtres large-bandes et filtres bande-étroites pour le filtrage de canal) dans la même puce. La flexibilité offerte par les résonateurs à ondes acoustiques guidées permet d'adresser plusieurs standards sur une même puce. Enfin la possibilité qu'offre ces composants, permettant d'adresser les haute-fréquences et les fréquences intermédiaires font que nous pouvons penser les utiliser pour remplacer les résonateurs BAW à long terme.

Cinquième partie

Bibliographie

Bibliographie

- [Abe07] Nicolas ABELÉ : *Design and Fabrication of Suspended-Gate MOSFETs for MEMS Resonator, Switch and Memory Applications*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2007.
- [ABSG⁺06] J. ARCAMONE, M.-A.-F. V.-D. BOOGAART, F. SERRA-GRAELLS, S. HANSEM, J. BRUGGERR, F. TORRES, G. ABDAL, N. BARNIOL et F. PEREZ-MURANO : Full wafer integration of NEMS on CMOS by nanostencil lithography. pages 525–528. Int. Electron Devices Meeting, 2006.
- [Adl94] E.L. ADLER : SAW and pseudo-SAW properties using matrix methods. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 41(5):699–705, Sep 1994.
- [AI] ANSI-IEEE, éditeur. *Standard on Piezoelectricity. Sdt 176-1987*. ANSI-IEEE.
- [AN00] F. AYAZI et K. NAJAFI : High aspect-ratio combined poly and single-crystal silicon (HARPSS) MEMS technology. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9:288–294, 2000.
- [ASB⁺06] N. ABELÉ, K. SEQUENI, K. BOUCART, F. CASSET, B. LEGRAND, L. BUCHAILLOT, P. ANCEY et A.-M. IONESCU : Ultra-low voltage MEMS resonator based on RSG-MOSFET. pages 882–885. 19th IEEE Inter. Conf. on Micro Electro Mechanical Systems, 2006.
- [ATD⁺06] M. AISSI, E. TOURNIER, M.-A. DUBOIS, G. PARAT et R. PLANA : A 5.4GHz 0.35/spl mu/m biCMOS FBAR resonator oscillator in above-IC technology. *Solid-State Circuits*, pages 1228–1235, 2006.
- [Aul73] B. AULD : *Acoustic Fields and Waves in Solids*. 1973.
- [Aul90] B.-A. AULD : *Acoustic Fields and Waves in Solids, 2 Vol. Set*. Krieger Publishing Company, 2 édition, June 1 1990. ISBN-10 : 0894644904, ISBN-13 : 978-0894644900.

BIBLIOGRAPHIE

- [Bal72] A. BALLATO : Transmission-line analogs for stacked piezoelectric crystal filter. pages 86–91. IEEE 26th Freq. Contr. Symp., 1972.
- [Bal01] A. BALLATO : Modeling piezoelectric and piezomagnetic devices and structures via equivalent networks. *IEEE Transaction on Ultrasonics and Ferroelectric, Frequency Control*, 48(5):1189–1240, 2001.
- [BBR⁺09] Christophe BILLARD, Nicolas BUFFET, Alexandre REINHARDT, Guy PARAT, Sylvain JOBLOT et Pierre BAR : 200mm manufacturing solution for coupled resonator filters. 39th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2009.
- [BCN96] F.-D. BANNON, J.-R. CLARK et C.-T.-C. NGUYEN : High frequency microelectromechanical IF filters. *IEEE IEDM Tech. Digest, San Francisco, California*, pages 773–776, 1996.
- [BCN00] F.-D. BANNON, J.-R. CLARK et C.-T.-C. NGUYEN : High-q HF microelectromechanical filters. *Journal of Solid-State Circuits*, 35:512–526, 2000.
- [BIS73] K. BLOTEKJAER, K.-A. INGEBRIGTSEN et H. SKEIE : Acoustic surface waves in piezoelectric materials with periodic metal strips on the surface. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 20(12):1139–1146, Dec 1973.
- [BL73] A. BALLATO et T. LUKASZEK : A novel frequency selective device : The stacked crystal filter. pages 262–269. IEEE 27th Freq. Contr. Symp., 1973.
- [Ble68] Jeffrey-L. BLEUSTEIN : A new surface wave in piezoelectric materials. *Applied Physics Letters*, 13(12):412–413, 1968.
- [Buf95] W. BUFF : SAW sensor system application. pages 215–218, May 1995.
- [Cad21] Walter-G. CADY : The piezoelectric resonator. *Physical Review A*, 17:531–533, April 1921.
- [Cad46] Walter-G. CADY : *Piezoelectricity*. 1946.
- [CD06] Fabrice CASSET et Cédric DURAND : Rapport sur les applications et les spécifications des résonateurs électromécaniques, 12 Juin 2006.
- [CDA⁺06] F. CASSET, C. DURAND, N. ABELÉ, K. SÉGUÉNI, L. BUCHAILLOT, A.-M. IONESCU et P. ANCEY : MEMS electromechanical resonators for RF applications. INTERCONNEX, 2006.
- [CDV⁺06] R. N. CANDLER, A. DUWEL, M. VARGHESE, S.-A. CHANDORKAR, M.-A. HOPCROFT, P. WOO-TAE, K. BONGSANG,

- G. YAMA, A. PARTRIDGE, M. LUTZ et T.-W. KENNY : Impact of geometry on thermoelastic dissipation in micromechanical resonant beams. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15:927–934, 2006.
- [Dem03] *Higher-mode free-free beam micromechanical resonators*. Frequency control symposium, May 2003.
- [Des07] Matthieu DESVERGNE : *Etude des résonateurs MEMS à ondes de Lamb - Application au filtrage en fréquence intermédiaire dans les récepteurs de radiotélécommunication*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, 2007.
- [DMMP98] M.-A. DUBOIS, P. MURALT, H. MATSUMOTO et V. PLESSKY : Solidly mounted resonator based on aluminum nitride thin film. volume 1, pages 909–912 vol.1, 1998.
- [DR74] E. DIEULESAINT et D. ROYER : *Ondes élastiques dans les solides - Application au traitement du signal*. Numéro 2-225-83441-5. 4 1974.
- [EA04] J. ELLA et R. AIGNER : Coupled BAW resonator based duplexers. US Patent 20050206476A1, 2004.
- [EDV06] D. EKEOM, Bertrand DUBUS et Alexandre VOLATIER : Solidly mounted resonator (SMR) FEM-BEM simulation. pages 1474–1477. Proc. IEEE Ultrason. Symp., 2006.
- [Esp31] L. ESPENSHIED : Electrical wave filter. U.S. Patent 1795204, 1931.
- [GH04] Y.-V. GULYAEV et F.-S. HICKERNELL : Acoustoelectronics : history, present state, and new ideas for a new era. volume 1, pages 182–190 Vol.1, Aug. 2004.
- [GP64] Yu-V. GULYAEV et V.-I. PUSTOVOIT : *JETP Letters*, 47:2251, 1964.
- [GTCB⁺09] D. GROGG, H.-C. TEKIN, N.-D. CIRESSAN-BADILA, D. TSAMADOS, M. MAZZA et A.-M. IONESCU : Bulk lateral MEM resonator on thin SOI with high q -factor. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 18(2):466–479, April 2009.
- [Gul70] Yu-V. GULYAEV : *Sov. Phys.-Solid State*, 12:415, 1970.
- [HMR⁺09] N.-B. HASSINE, D. MERCIER, P. RENAUX, D. BLOCH, G. PARAT, B. IVIRA, P. WALTZ, C. CHAPPAZ, R. FILLIT et S. BASROUR : Self heating under RF power in BAW SMR and its predictive 1d thermal model. pages 237 – 240. IEEE International, 20-24 April 2009.
- [HSPA05] G.-K. HO, K. SUNDARESAN, S. POURKAMALI et F. AYAZI : Low impedance, highly tunable, i2-resonators for temperature

BIBLIOGRAPHIE

- compensated reference oscillators. pages 116–120. in Proc. MEMS 2005, 2005.
- [HSPA06] G.-K. HO, K. SUNDARESAN, S. POURKAMALI et F. AYAZI : Temperature compensated IBAR reference oscillators. pages 910–913. in Proc. MEMS, 2006.
- [HU01] Eugene HECHT et Adelphi UNIVERSITY : *Optics*. Addison-Wesley, 4 édition, 08/02 2001. ISBN-10 : 0805385665, ISBN-13 : 9780805385663.
- [Hum04] Shweta HUMAD : *Piezo-on-Silicon Microelectromechanical Resonators*. Thèse de doctorat, Georgia Institute of Technology, 2004.
- [ICS03] Integrated Circuit Systems ICS : Product data sheet m670 : Voltage controlled SAW oscillator. Rapport technique, Integrated Circuit Systems, Inc., 2003.
- [Ing69] K.-A. INGEBRIGTSEN : Surface waves in piezoelectrics. *Journal of Applied Physics*, 40(7):2681–2686, 1969.
- [INT04] INTEL : Understanding wi-fi and wiMAX as metro-access solutions. Rapport technique 304471-001US, Intel Corporation, 2004.
- [IS07] IEEE-SA, éditeur. *IEEE 802.11 : Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications. (2007 revision)*. DOI :10.1109/IEEESTD.2007.373646. IEEE, 12 June 2007.
- [JBFN04] W. JING, J.-E. BUTLER, T. FEYGELSON et C.T.-C. NGUYEN : 1.51-GHz nanocrystalline diamond micromechanical disk resonator with material-mismatched isolating support. pages 641–644. MEMS Conference, 2004.
- [Jer77] A.-J. JERRI : The shannon sampling theorem - its various extensions and applications : A tutorial review. *Proceedings of the IEEE*, 65(11):1565–1596, Nov. 1977.
- [JKS⁺09] T. JAMNEALA, U.-B. KOELLE, A. SHIRAKAWA, S.-R. GILBERT, P. NIKKEL et C. Feng et R. RUBY : Ultra-miniature coupled resonator filter with single-layer acoustic coupler. *IEEE Transactions on Ultrasonics and Ferroelectrics and Frequency Control*, 56(11):2553, Novembre 2009.
- [KACN00] W. KUN, W. ARK-CHEW et C.T.-C. NGUYEN : VHF free-free beam high-q micromechanical resonators. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9:347–360, 2000.
- [Kal60] R.-E. KALMAN : A new approach to linear filtering and prediction problems. *Journal of Basic Engineering*, 82 (1):35–45, 1960.

- [KCL06] Abdelkrim KHELIF, Abdelkrim CHOUJAA et Vincent LAUDE : Patent WO 2006/087496 : High-frequency acoustic wave device. aout 2006.
- [KCR⁺07] A. KHELIF, A. CHOUJAA, J.-Y. RAUCH, V. PETRENI, H. MOUBCHIR, S. BENCHABANE et V. LAUDE : The omnisaw device concept : (omniSAW : Omnidirectional band gap for surface acoustic wave). pages 304–307. 2007 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings, 2007.
- [KDB⁺08] Issiaka KONE, Bertrand DUBUS, Lionel BUCHAILLOT, Alexandre REINHARDT, Fabrice CASSET, Marc AID, Jean Francois CARPENTIER et Pascal ANCEY : Resonator using guided waves in a piezoelectric layer above a bragg mirror. *In Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, pages 581–585, May 2008.
- [Kin98] R.G. KINSMAN : A history of crystal filters. pages 563–570, May 1998.
- [KKL87] G.-R. KLINE, R.-S. KETCHAM et K.-M. LAKIN : Low insertion loss filters synthetized with thin film resonators. *IEEE Ultrason. Symp.*, 1987.
- [KMO⁺03] V. KAAJAKARI, T. MATTILA, A. OJA, J. KIIHAMAKI, H. KATTELUS, M. KOSKENVUORI, P. RANTAKARI, I. TITTONEN et H. SEPPA : Square-extensional mode single-crystal silicon micromechanical RF-resonator. *Transducers*, 2:951–954, 2003.
- [KP08] Jan H. KUYPERS et Albert P. PISANO : Green’s function analysis of lamb wave resonators. *In Frequency Control Symposium, 2008 IEEE International*, May 2008.
- [KRD⁺09] Issiaka KONE, Alexandre REINHARDT, Frederic DOMINGUE, Bertrand DUBUS, Lionel BUCHAILLOT, Fabrice CASSET, Jean Francois CARPENTIER et Marc AID : Electrode sizing for guided wave resonator above a bragg mirror. *In Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pages 904–907, April 2009.
- [Kyo] KYOCERA : <http://global.kyocera.com/prdct/electro/product/timing/clock.html>.
- [Lab02] ISEN Acoustics LABORATORY : *ATILA version 5.2.2, User’s Manual*. CNRS/IEMN, Lille, 2002.
- [Lak01] K.-M. LAKIN : Coupled resonator bulk acoustic wave filter. US Patent 6720844, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lak05] K.-M. LAKIN : Thin film resonator technology. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52(Issue 5):707–716, May 2005.
- [Lal02] P. LALLO : Basic theory of adaptive data transmission. *In MILCOM 2002. Proceedings*, volume 2, pages 1053–1056 vol.2, Oct. 2002.
- [Lam17] Horace LAMB : On waves in an elastic plate. volume Ser. A 93, pages 114–128. Proc. Roy. Soc. London, 1917.
- [LDM01] R. LANZ, M.-A. DUBOIS et P. MURALT : Solidly monted BAW filters for the 6 to 8 GHz range on AlN thin films. pages 843–846. IEEE Ultrason. Symp., 2001.
- [LES04] J.-D. LARSON, S.-L. ELLIS et N. SARKESIK : Impedance transformation ratio control in film acoustically-coupled transformers. WO Patent 2005046052A1, 2004.
- [LKM95] K.-M. LAKIN, G.-R. KLINE et K.-T. MCCARRON : Development of miniature filters for wireless applications. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 43(12):2933–2939, Dec 1995.
- [LLX⁺05] Yu-Wei LIN, Sheng-Shian LI, Yuan XIE, Zeying REN et C.T.-C. NGUYEN : Vibrating micromechanical resonators with solid dielectric capacitive transducer gaps. pages 128–134, Aug. 2005.
- [LMR95] K.-M. LAKIN, K.-T. MCCARRON et R.-E. ROSE : Solidly mounted resonators and filters. volume 2, pages 905–908, 1995.
- [Lov11] A.-E. LOVE : *Some problems of geodynamics*. London, 1911.
- [Mas34] W.-P. MASON : Electrical wave filters employing quartz crystals as elements. *Bell System Tech. Jour.*, 13, July 1934.
- [Mas64] W.-P. MASON : *Physical Acoustics, Vol. 1A*. 1964.
- [MH77] D.-C. MALOCHA et B.-J. HUNSINGER : Capacitive tap weighted SAW tranducers. *Sonics and Ultrasonics, IEEE Transactions on*, 24(5):293–300, Sep 1977.
- [Min58] R.-D. MINDLIN : Mathematical theory of vibrations of elastic plates and bars. pages 1–27. IEEE, 12th Annual Symposium on Frequency Control, 6-8 May 1958.
- [MKFA05] S. MARKSTEINER, J. KAITILA, G.-G. FATTINGER et R. AIGNER : Optimization of acoustic mirrors for solidly mounted BAW resonators. Proceedings of the 2005 IEEE Ultrasonics Symposium, 2005.
- [moba] Ixibo : [http ://www.ixibo.com/2008/10/06/](http://www.ixibo.com/2008/10/06/).

- [mob] Mobile whack : <http://www.mobilewhack.com/samsung-anticipates-google-phone-in-early-2009/>.
- [MOS⁺02] T. MATTILA, A. OJA, H. SEPPA, O. JAAKKOLA, J. KIIHAMAKI, H. KATTELUS, M. KOSKENVUORI, P. RANTAKARI et I. TITONE : Micromechanical bulk acoustic wave resonator. volume 1, pages 945–948. IEEE Ultrasonics Symposium, 2002.
- [MVJ⁺06] Robert F. MILSOM, Frederik W.-M. VANHELMONT, Andreas B.-M. JANSMAN, Jaap RUIGROK et Hans-Peter LOEBL : Patent WO 2006/126168 : Bulk acoustic wave resonator device. novembre 2006.
- [New65] W.E. NEWELL : Face-mounted piezoelectric resonators. *Proceedings of the IEEE*, 53(6):575–581, June 1965.
- [NLR98] Rajan S. NAIK, Joseph J. LUTSKY, Rafael REIF et Charles G. SODINI : Electromechanical coupling constant extraction of thin-film piezoelectric materials using a bulk acoustic wave resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 45, Issue 1:257–263, January 1998.
- [NNWD67] H.-C. NATHANSON, W.-E. NEWELL, R.-A. WICKSTROM et J.-R. DAVIS : The resonant gate transistor. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 14(3):117–133, Mar 1967.
- [NOYF94] T. NOMURA, K. OOFUCHI, T. YASUDA et S. FURUKAWA : SAW humidity sensor using dielectric hygroscopic polymer film. volume 1, pages 503–506 vol.1, Nov 1994.
- [OSI⁺06] K. OKADA, H. SUGAWARA, H. ITO, K. ITOI, M. SATO, H. ABE, T. ITO et K. MASU : On-chip high- q -variable inductor using wafer-level chip-scale package technology. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 53(9):2401–2406, Sept. 2006.
- [PAA03] G. PIAZZA, R. ABDOLVAND et F. AYAZI : Voltage-tunable piezoelectrically-transduced single-crystal silicon resonators on SOI substrate. pages 149–152, Jan. 2003.
- [PAHA04] Gianluca PIAZZA, Reza ABDOLVAND, Gavin K. HO et Farrokh AYAZI : Voltage-tunable piezoelectrically-transduced single-crystal silicon micromechanical resonators. *Sensors and Actuators A*, 111:71–78, 2004.
- [PGP⁺07] J.-L. PORNIN, C. GILLOT, G. PARAT, F. JACQUET, E. LA-GOUTTE, N. SILLON, G. POUPON et F. DUMONT : Wafer level thin film encapsulation for BAW RF MEMS. *In Electronic Components and Technology Conference, 2007. ECTC 2007. Proceedings. 57th*, pages 605–609, May 29 2007.

BIBLIOGRAPHIE

- [PHA04] S. POURKAMALI, Z. HAO et F. AYAZI : VHF single crystal silicon capacitive elliptic bulk-mode disk resonators-part II : implementation and characterization. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13:1054–1062, 2004.
- [PHA05] S. POURKAMALI, G.-K. HO et F. AYAZI : Vertical capacitive SiBARs. pages 211–214. MEMS Conference, 2005.
- [PHA07] S. POURKAMALI, G.-K. HO et F. AYAZI : Low-impedance VHF and UHF capacitive silicon bulk acoustic wave resonators - part i : Concept and fabrication. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 54(8):2017–2023, Aug. 2007.
- [PLB02] T. PASTUREAUD, V. LAUDE, et S. BALLANDRAS : Stable scattering-matrix method for surface acoustic waves in piezoelectric multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 80:2544–2546, 2002.
- [PSB⁺05] G. PIAZZA, P.-J. STEPHANOU, J.-P. BLACK, R.-M. WHITE et A.-P. PISANO : Single-chip multiple-frequency RF microresonators based on aluminum nitride contour-mode and FBAR technologies. volume 2, pages 1187–1190, Sept. 2005.
- [QPB⁺06] E.-P. QUEVY, A. San PAULO, E. BASOL, R.-T. HOWE, Tsu-Jae KING et J. BOKOR : Back-end-of-line poly-sige disk resonators. *Micro Electro Mechanical Systems, 2006. MEMS 2006 Istanbul. 19th IEEE International Conference on*, pages 234–237, 2006.
- [Ray85] L. RAYLEIGH : On waves propagating along the plane of an elastic solid. volume 17, pages 4–11, 1885.
- [Raz97] B. RAZAVI : Design considerations for direct-conversion receivers. *Circuits and Systems II : Analog and Digital Signal Processing, IEEE Transactions on*, 44(6):428–435, Jun 1997.
- [RBS⁺07] Alexandre REINHARDT, Nicolas BUFFET, Alexandre SHIRAKAWA, Jean Baptiste DAVID, Guy PARAT, Marc AID, Sylvain JOBLOT et Pascal ANCEY : Simulation of BAW resonators frequency adjustment. 2007 IEEE Ultrasonics Symposium, 2007.
- [RD96] D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Ondes élastiques dans les solides - Tome 1 : Propagation libre et guidée*, volume Tome 1. Masson, Paris, 1996.
- [Reb03] G.-M. REBEIZ : *RF MEMS : Theory, Design, and Technolog.* Wiley, 2003.
- [Rep06a] The Prismark Technology REPORT : A quarterly market and technology analysis of RF wireless systems, modules and components from 100 MHz to 100 GHz. Rapport technique, Avril 2006.

- [Rep06b] The Prismark Technology REPORT : A quarterly market and technology analysis of RF wireless systems, modules and components from 100 MHz to 100 GHz. Rapport technique, Octobre 2006.
- [RPBL03] Alexandre REINHARDT, Thomas PASTUREAUD, Sylvain BALLANDRAS et Vincent LAUDE : Scattering matrix method for modeling acoustic waves in piezoelectric, fluid, and metallic multilayers. *Journal of Applied Physics*, 94:6923–6931, 2003.
- [RRB⁺01] L. REINDL, C.C.-W. RUPPEL, S. BEREK, U. KNAUER, M. VOSSIEK, P. HEIDE et L. OREANS : Design, fabrication, and application of precise SAW delay lines used in an FMCW radar system. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 49(4):787–794, Apr 2001.
- [SA07] R.-S. STANKOVIC et J. ASTOLA : Reading the sampling theorem in multiple-valued logic : A journey from the (shannon) sampling theorem to the shannon decomposition rule. *In Multiple-Valued Logic, 2007. ISMVL 2007. 37th International Symposium on*, pages 2–2, May 2007.
- [Sha41] I.-G. SHAPOSHNIKOV : *JETP Letters*, 11:332, 1941.
- [Sha03] M.V. SHAKHRAI : Microelectromechanical (MEMS) varactors for mobile communications. pages 3–9, 1–4. Proc. of 4th Annual Siberian Russian Workshop Electron Devices and Materials, 2003.
- [SHKY01] H. D. Park S. H. KIM, J. H. Kim et G. YOON : AlN-based film bulk acoustic resonator devices with W/SiO₂ multilayers reflector for RF bandpass filter application. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 19:1164–1168, 2001.
- [SHPA06] K. SUNDARESAN, G.-K. HO, S. POURKAMALI et F. AYAZI : A low phase noise 100MHz silicon BAW reference oscillator. pages 841–844. Custom Integrated Circuits Conference, 2006.
- [SLDBC99] S. SHERRIT, S.-P. LEARY, B.-P. DOLGIN et Y. BAR-COHEN : Comparison of the mason and KLM equivalent circuits for piezoelectric resonators in the thickness mode. volume 2, pages 921–926, 1999.
- [SSYWY⁺04] L. SHENG-SHAN, L. YU-WEI, X. YUAN, R. ZEYING et C.T.-C. NGUYEN : Micromechanical "hollow-disk" ring resonators. pages 821–824. MEMS Conference, 2004.
- [Sta66] IRE STANDARD : Definitions and methods of measurement for piezoelectric vibrators. Rapport technique 177, IRE Standard, 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [Sto24] R. STONELEY : Elastic waves at the surface of separation of two solids. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 106:416–428, 1924.
- [TDLTF04] H.K.-J. TEN DOLLE, J.-W. LOBEEK, A. TUINHOU et J. FOEKEMA : Balanced lattice-ladder bandpass filter in bulk acoustic wave technology. volume 1, pages 391–394. IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, 6-11 June 2004.
- [TEK95] T.-E. TAHA et M. EL-KORDY : Analysis of the monolithic SAW memory by using green's function. pages 537–540, Oct 1995.
- [Unt03] M. UNTERBERGER : Component operating with bulk acoustic waves, and having asymmetric/symmetrical circuitry. US Patent 6917261B2, 2003.
- [VCT⁺05] A. VOLATIER, G. CARUYER, D.-P. TANON, P. ANCEY, E. DEFAY et B. DUBUS : UHF/VHF resonators using lamb waves co-integrated with bulk acoustic wave resonators. pages 902 – 905, 2005.
- [Vig00] J.-R. VIG : *Quartz Crystal Resonators and Oscillators for Frequency Control and Timing Applications : A Tutorial*, u.s. army cecom édition, January 2000.
- [Vik67] I.-A. VIKTOROV : *Rayleigh and Lamb waves*. New York, 1967.
- [Vol07] Alexandre VOLATIER : *Intégration de matériaux piézoélectriques et électrostrictifs dans les dispositifs radiofréquence à ondes acoustiques*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007.
- [WHL⁺05] Wengang WU, Fengyi HUANG, Yi LI, Shaoyong ZHANG, Xiang HAN, Zhihong LI, Y. HAO et Yangyuan WANG : RF inductors with suspended and copper coated thick crystalline silicon spirals for monolithic MEMS LC circuits. *Micro-wave and Wireless Components Letters, IEEE*, 15(12):853–855, Dec. 2005.
- [Wik] Wikipedia - très haute fréquence : <http://fr.wikipedia.org/wiki/tr>
- [Wir] The zigbee alliance : <http://focus.ti.com.cn/cn/analog/docs/gencontent.tsp?familyid=367&gencontentid=24190>.
- [WN04] A.-C. WONG et C. T.-C. NGUYEN : Micromechanical mixers (mixers). *J. Microelectromech. Syst.*, 13 no. 1:100–112, Feb. 2004.
- [WRN03] J. WANG, Z. REN et C.T.-C. NGUYEN : 1.14 GHz self-aligned vibrating micromechanical disk resonator. pages 33–338. IEEE Radio Freq. Int. Circuit Symp., 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [XP09] Yang XIAO et Yi PAN : *Emerging Wireless LANs, Wireless PANs, and Wireless MANs IEEE 802.11, IEEE 802.15, 802.16 Wireless Standard Family*. John Wiley & Sons Inc., 2009.
- [YLZ05] A.-B. YU, A.-Q. LIU et Q.-X. ZHANG : Tunable MEMS LC resonator with large tuning range. *Electronics Letters*, 41(15): 855–857, July 2005.

BIBLIOGRAPHIE

Sixième partie

Annexes

THÈSE

Résonateurs à Ondes Acoustiques Guidées sur Miroir de Bragg - Annexe

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE 1 (USTL)

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR (EDSPI)

Par

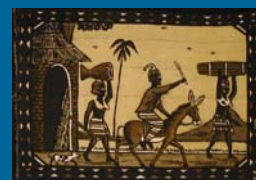
Issiaka Koné

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité :

**Micro & Nanotechnologie, Acoustique,
Télécommunication**



IEMN/CNRS UMR 8520
ST Microelectronics
Leti/CEA Grenoble

Date de soutenance prévue : 8 avril 2010

Devant la commission d'examen formée de :

Stéphane Bila	Chargé de Recherche CNRS, HDR, XLIM Limoges
Vincent Laude	Directeur de Recherche CNRS, FEMTO-ST Besançon
Pascal Ancey	Ingénieur, STMicroelectronics Crolles
Emmanuel Le Clezio	Maître de Conférence, HDR, ENIVL Blois
Alexandre Reinhardt	Ingénieur Chercheur, CEA-LETI Grenoble
Martine Villegas	Professeur, ESIEE Paris
Lionel Buchailot	Directeur de Recherche CNRS, IEMN Lille
Bertrand Dubus	Directeur de Recherche CNRS, IEMN Lille

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examinatrice
Co-directeur de Thèse
Directeur de Thèse

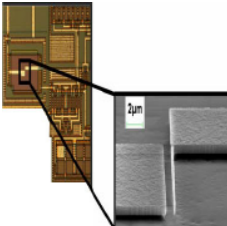
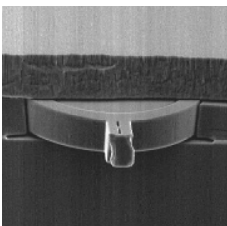
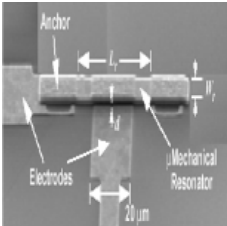
Annexe A

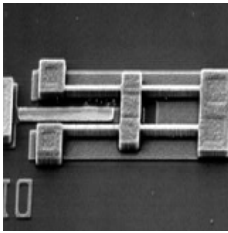
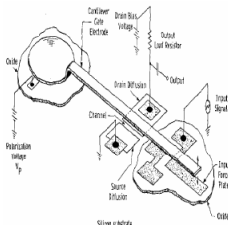
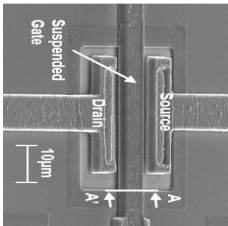
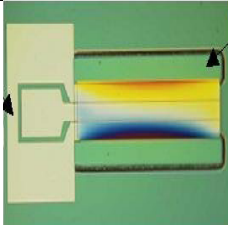
Tableau résumé de l'état de l'art des résonateurs et filtres

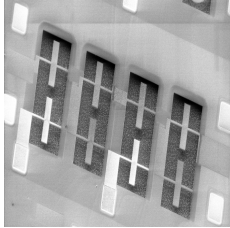
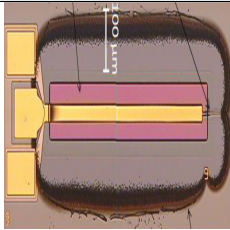
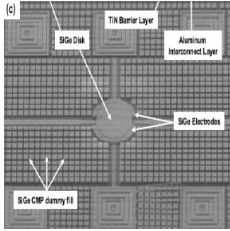
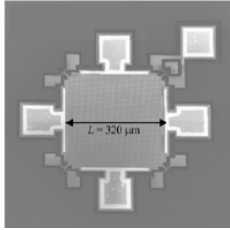
Cette section présente dans le Tab. [A.2](#), l'état de l'art des composants les plus utilisés ou ceux qui suscitent une recherche très active. Le Tab. [A.1](#) contient les abréviations utilisées.

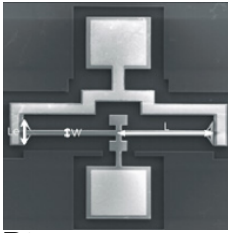
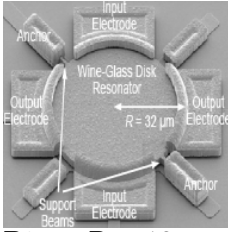
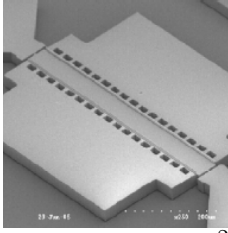
F_R	Fréquence de résonance
V_{DC}	Tension de polarisation DC
E	Module de Young
ν	Coefficient de Poisson
Q	Facteur de qualité
PN	Bruit de phase
FFC	« F ar- F rom- C arrier»
R_M	Résistance motionnelle
ρ	Densité
BP	Bande passante
ω	Pulsation
TCF	Sensibilité en température
EE	Encastré-Encastré
LL	Libre-Libre

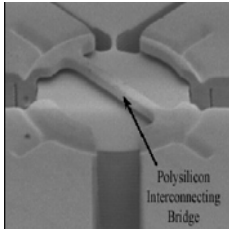
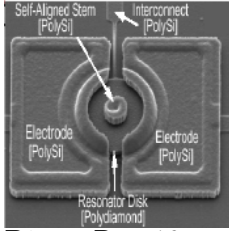
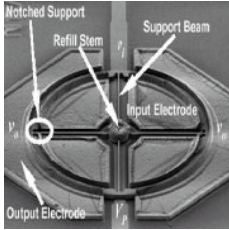
TABLE A.1 – Abréviations utilisées dans le Tab. A.2.

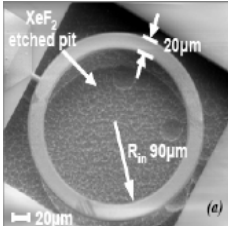
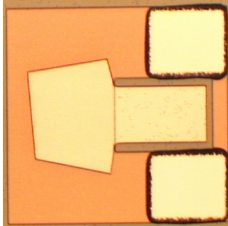
Résonateur	Mode	Photographie	Techno & Description	Performances
Poutre dans le plan [ABSG+06] Détection capacitive	Mode de flexion	 Dim : $L = 14.4 \mu m^2, W = 260nm, h = 600nm, Gap = 200 nm$	in-IC in-tégration Résonateur <i>Si</i>	$F(GHz) \times Q_s = 12$ Res. : $F_R = 1.49 MHz$ $Q = 8000$ (vide) $V_{DC} = 2 V$ Taille de la puce : $7.5 \times 7.5 mm^2$
DETF (Double End Tuning Fork) [CDV+06] Détection capacitive	Mode de flexion	 Dim : $220 \times 8 \mu m^2, h = 20 \mu m, Gap = 1 \mu m$	DRIE <i>Si</i> epitaxié Tech-nologie de packaging épipoly Tech-nologie en production	$F(GHz) \times Q = 13$ Res. : $F_R = 1.3 MHz,$ $Q = 10\ 000$ (vide), $V_{DC} = 10 V$
Poutre EE hors plan [BCN00] Détection capacitive	Mode de flexion	 Dim : $40.8 \times 8 \mu m^2, h = 2 \mu m, Gap = 0.1 \mu m$	Surface mi-cromach. Substrat <i>Si</i> Résonateur <i>PolySi</i>	$F(GHz) \times Q = 68$ Res. : $F_R = 8.5 MHz,$ $Q = 8\ 000$ (vide), $TCF = -16.7 ppm/^{\circ}C,$ $R_M = 8.46 k\Omega$ Osc. : $10 MHz,$ $P_N = -120 dBc/Hz$ loin de la porteuse Filtres : Couplage méca-nique $2.4 MHz,$ $BP = 41 kHz,$ Réjection $35 dB,$ Perte d'insertion $< 2 dB$

Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
Poutre LL hors plan [KACN00] Détection capacitive	Mode de flexion	 Dim : $13.1 \times 4 \mu m^2$, $h = 2 \mu m$, $Gap = 0.16 \mu m$	Surface mi- cromach. Substrat <i>Si</i> Résonateur <i>PolySi</i>	$F(GHz) \times Q = 687$ Res. : $F_R = 92.2 MHz$, $Q = 7450$ (vide) $TCF = -12 ppm/^\circ C$, $R_M = 167 k\Omega$, $V_{DC} = 10 V$ Osc. : $70 MHz$, $P_N = -130 dBc/Hz$ loin de la porteuse
Poutre hors plan [NNWD67] Détection MOS-FET	Mode de flexion	 Dim : $L = 482 \mu m$, $h = 3.4 \mu m$, $Gap = 10 \mu m$	Surface micro- mach. Résona- teur en métal (or)	$F(GHz) \times Q = 0.002$ Res. : $F_R = 30 kHz$ $Q = 67$ (air), $V_{DC} = 50 V$
Poutre hors plan [ASB+06] Détec- tion RSG- MOSFET	Mode de flexion	 10µm	<i>Si/AlSi</i>	$F(GHz) \times Q = 10.2$ Res. : $F_R = 16.01 MHz$, $Q = 641$ (vide), $R_M = 64 M\Omega$, $V_{DC} = 610 mV$
Onde de Lamb [Vol07]	Détection capaci- tive	 Dim : $L = 100 \mu$, $h_{AlN} = 1.2 \mu m$	Procédé AIC Substrat <i>Si</i> Résonateur <i>AlN</i>	$F(GHz) \times Q_s = 169$ $F_c = 92.64 MHz$, $Q_s = 1830$, $Q_p = 2070$ (air), $k_t^2 = 0.64\%$

Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
Onde de Lamb [PSB+05]	Détection capacitive	 Dim : $200 \times 50 \mu m^2$, $h_{AlN} = 2 \mu m$	Procédé AIC Substrat <i>Si</i> Résonateur <i>AlN</i>	$F(GHz) \times Q = 180$ $F_c = 85.4 MHz$, $Q = 2100$ (air), $R_x \sim \Omega$
Onde de Lamb [Des07]	Détection capacitive	 Dim : $h_{AlN} = 1.5 \mu m$	Procédé AIC Substrat <i>Si</i> Résonateur <i>AlN</i>	$F(GHz) \times Q_s = 524$ $F_c = 243.7 MHz$, $Q_s = 2150$, $Q_p = 2120$ (air), $k_t^2 < 0.1\%$
Disque [QPB+06] Détection capacitive	Mode de contour d'un disque	 Dim : $R = 40 \mu m$, $h = 2 \mu m$, $Gap = 60 nm$	Surface micromach. Epitaxie <i>SiGe</i> Above-IC	$F(GHz) \times Q = 1676$ Res. : $F_R = 202 MHz$, $Q = 8300$ (vide), $V_{DC} = 10 V$, $TCF = -46.5 ppm/^{\circ}C$
Plaquette [KMO+03] Détection capacitive	Mode d'extension d'une plaquette	 Dim : $320 \times 320 \mu m^2$, $h = 10 \mu m$, $Gap = 0.75 \mu m$	DRIE substrat SOI Résonateur <i>Si</i>	$F(GHz) \times Q = 1703$ Res. : $F_R = 13.1 MHz$, $Q = 130000$, $R_M = 4.47 k\Omega$, $V_{DC} = 20 - 100 V$ Osc. : $P_N = -150 dBc/Hz$ loin de la porteuse

Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
Poutre LL [MOS+02] Détection capacitive	Mode longitu- dinal de volume	 Dim : $140 \times 10 \mu m^2$, $h = 10 \mu m$, $Gap = 1.1 \mu m$	DRIE Sub- strat SOI Résonateur en <i>Si</i>	$F(GHz) \times Q = 2594$ Res. : $F_R = 13.1 MHz$, $Q = 198000$ (vide), $Q = 2000$ (air), $R_M = 290 k\Omega$, $V_{DC} = 19 V$ Osc. : $13 MHz$, $P_N = -130 dBc/Hz$ loin de la porteuse
Disque [LLX+05] Détection capacitive	Mode de contour d'un disque	 Dim : $R = 12 \mu m$, $h = 3 \mu m$, $Gap = 20 nm$	Surface micro- mach. Résona- teur en <i>PolySi</i> Gap de <i>SiN</i> solide	$F(GHz) \times Q = 5150$ Res. : $F_R = 164 MHz$, $Q = 31400$ (vide), $R_M = 42.6 k\Omega$, $V_{DC} = 10 V$
Poutre EE dans le plan [PHA05], [SHPA06] Détection capacitive	Mode de volume (<i>SiBAR</i>)	 Dim : $300 \times 30 \mu m^2$ (150×15), $h = 20 \mu m$ (10), $Gap = 160 nm$ (145)	HARPSS Sub- strat SOI Ré- sonateur <i>Si</i>	$F(GHz) \times Q = 6013-13217$ Res. : $F_R = 103 MHz$, $Q = 80000$, (vide), $R_M = 5 k\Omega$, $V_{DC} = 18 V$ Osc. : $103 MHz$, $P_N = -108 dBc/Hz$ @ $1KHz$, $P_N = -135 dBc/Hz$ loin de la porteuse

Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
Disque [PHA04] Détection capacitive	Mode de contour ellip- tique d'un cylindre	 Dim : $R = 29.2 \mu m$, $h = 18 \mu m$, $Gap = 160 nm$	HARPSS [AN00] sub- strat SOI Résonateur Si	$F(GHz) \times Q = 7320$ Res. : $F_R = 149.3 MHz$, $Q = 45700$ (vide), $Q = 25900$ (air), $R_M = 43.3 k\Omega$, $V_{DC} = 17 V$
Disque [JBFN04] Détection capacitive	Mode de contour radial d'un disque	 Dim : $R = 10 \mu m$ (24), $h = 3 \mu m$, $Gap = 90 nm$	RIE Substrat Si Résonateur PolyDiamant (CVD)	$F(GHz) \times Q = 17440$ Res. : $F_R = 1.51 GHz$, $Q = 11550$ (vide), $Q = 10100$ (air), $R_M = 1.2 M\Omega$ $V_{DC} = 2.5 V$, $TCF = -12.1 ppm/^{\circ}C$ Osc. : $61.2 MHz$, $P_N = -132 dBc/Hz$ loin de la porteuse
Anneau [SSYWY+04] Détection capacitive	Mode de contour d'un anneau	 Dim : $R1 = 11.8 \mu m$, $R2 = 18.7 \mu m$, $h = 2 \mu m$, $Gap = 50 nm$	Surface mi- cromach. Substrat Si Résonateur PolySi	$F(GHz) \times Q = 18000$ Res. : $F_R = 1.2 GHz$, $Q = 15000$ (vide), $R_M = 17.1 k\Omega$, $V_{DC} = 10 V$

Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
Anneau d'AlN [PSB+05]	Mode de contour d'un anneau	 <p>Dim : $R1 = 90 \mu m$, $R2 = 100 \mu m$, $h_{AlN} = 2 \mu m$,</p>	Procédé AIC Substrat Si Résonateur AlN	$F(GHz) \times Q = 1370$ Res. : $F_R = 472.7 MHz$, $Q = 2900$ (vide), $R_M = 84 \Omega$ Osc. : $224.1 MHz$, $P_N = -110 dBc/Hz$ @ $10kHz$ Filtres : $236.2 MHz$, $BP = 647 kHz$, Rejetion : $26 dB$, Perte d'insertion : $-7.9 dB$
Résonateur BAW SMR [VCT+05]	Onde acous- tique de volume	 <p>Dim : $150 \times 150 \mu m$, $h_{AlN} = 1.7 \mu m$</p>	Surface mi- cromach. Substrat Si Résonateur AlN SMR	$F(GHz) \times Q = 2354$ Res. : $F_R = 2.14 GHz$, $Q = 1100$ (air), $R_M = 1 \Omega$, $TCF = -18 ppm/^\circ C$ Osc. : $5 GHz$ [ATD+06], $P_N = -140 dBc/Hz$ @ $600kHz$ Filtres : $2.25 GHz$, $BP = 78 MHz$, Perte d'insertion $-3 dB$



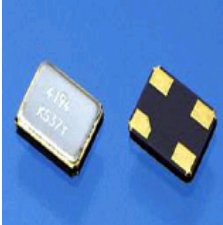
Résonateur (suite)	Mode (suite)	Photographie (suite)	Techno & Description (suite)	Performances (suite)
SAW	Ondes acoustique de surface	 <p>Dim : $5.74 \times 3.73 \text{ mm}$, $h = 1.16 \text{ mm}$</p>	Surface micro-mach. Packagé	$F(\text{GHz}) \times Q = 787$ à 3920 Res. : $F_R = 315 \text{ MHz}$, $Q = 2500$ (air), $R_M = 19 \Omega$ Res. : $F_R = 980 \text{ MHz}$, $Q = 4000$ (air), $R_M = 20 \Omega$ $TCF = 0.032 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ Filtres : 167 MHz , $BP = 70 \text{ kHz}$, Re- jetion : 5 dB , Perte d'insertion 8 dB
Quartz (Takanashi)	Piézo-électrique	 <p>Dim : $3 \times 2.3 \text{ mm}^2$, $h = 0.8 \text{ mm}^2$</p>	Quartz Pa-ckagé	$F(\text{GHz}) \times Q = 5760$ Res. : $F_R = 38.4 \text{ MHz}$, $Q = 150000$, $R_M = 10 \text{ k}\Omega$, $TCF = 0.015 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$
Quartz [Kyo]	Piézo-électrique, Mode de Lamé	 <p>Dim : $3.2 \times 2.5 \times 0.55 \text{ mm}^3$</p>	Quartz Pa-ckagé	Res. : $F_R = 4 \text{ MHz}$, $R_M = 150$ à 500Ω , $TCF = +0.1/-0.5 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ Tolérance en fréquence : $+/- 30 \text{ ppm}$

TABLE A.2 – État de l'art des composants radio-fréquence.

Annexe B

Description des structures de résonateurs et de filtres conçus sur le jeu de masque

Résumé

Les composants passifs électro-acoustiques sont des éléments critiques des architectures RF. Les plus représentés sont les filtres à ondes acoustiques de surface (**SAW**) ou de volume (**BAW**), qui permettent le filtrage RF (filtre d'antenne). Pour le filtrage de canal, les solutions **SAW** sont actuellement en place, bien que des travaux récents aient montré l'intérêt des résonateurs à ondes de Lamb pour ce type d'application. Ces derniers composants présentent l'avantage d'être compatibles avec une technologie de fabrication de filtres **BAW** réalisés sur membrane suspendue (**FBAR**), permettant une co-intégration des deux types de composants à moindre coût. Toutefois, le choix technologique de **STMicroelectronics** et du **CEA-Leti** s'est porté sur une technologie de résonateurs **BAW** réalisés sur miroir de Bragg (**SMR**). Le but de cette thèse est donc de démontrer la possibilité de réaliser des résonateurs reprenant le principe des résonateurs à ondes de Lamb, mais co-intégrables avec des **BAW-SMR**. Après une présentation de l'état des lieux des composants électromécaniques utilisés dans les architectures RF et des diverses propositions de dispositifs semblables présentes dans la littérature, nous abordons une étude théorique du principe de fonctionnement de ce type de composants, ce qui nous permet d'en cerner les caractéristiques : coefficients de couplage électromécaniques proches de ceux des résonateurs à ondes de Lamb, mais fonctionnement à des fréquences proches de celles des résonateurs **BAW**. Nous présentons ensuite les méthodes de dimensionnement employées. Enfin, nous présentons un procédé de réalisation proche de celui des **BAW-SMR** fabriqués au **CEA-Leti**, mais adapté à nos composants. A l'issue de caractérisations électriques, nous sommes en mesure de présenter les premiers composants de ce type fonctionnels, et une liste d'améliorations possibles.

Ces travaux ont permis des publications dans quatre conférences dont trois internationales, un journal, un dépôt de brevet d'invention et deux publications internes au laboratoire commun **IEMN-STMicroelectronics**.

Mots clés : Résonateur, Filtre, BAW, SAW, Ondes de Lamb, Ondes guidées, MEMS, Architecture RF, Télécommunication mobile, Acoustique, Miroir de Bragg, Modélisation FEM, Matrice de réflexion.

Summary

Passive acoustic devices are enabling elements for RF architectures. Aside from the well known surface acoustic wave (**SAW**) and bulk acoustic wave (**BAW**) filters used for RF filtering, Lamb wave devices have recently been seen as an alternative to **SAW** devices currently used also for intermediate frequency filtering. These resonators are compatible with a membrane-based **BAW** technology (**FBAR**) and could thus be co-integrated with them with no additional cost. However, **STMicroelectronics** and **CEA-Leti** have focused their developments around **BAW** resonators using a Bragg mirror for acoustic isolation (**SMR**). Therefore, the aim of this work is to demonstrate the possibility of fabricating resonators close to Lamb wave resonators, but technologically compatible with a **BAW-SMR** technology. After reviewing the applications of electromechanical resonators in RF architectures and the proposals for the kind of resonators we are investigating available in the literature, we start with a theoretical investigation of these devices. This enables us to determine basic characteristics of these resonators: electromechanical coupling factors close to Lamb wave devices, but operation at frequencies close to **BAW** resonators. Then, we describe the design of demonstrators. Finally, we describe a fabrication process, similar to **BAW-SMR** fabrication process, which has provided to date the first operating devices using this principle. Electrical characterizations show that the fabricated resonators are functional, and we discuss possible improvements.

This work led to publications in four conferences, (three international conferences), a paper, a patent and two internal publications at **IEMN-STMicroelectronics** common laboratory.

Keywords : Resonator, Filter, BAW, SAW, Lamb wave, Guided wave, MEMS, RF Architecture, Mobile telecommunication, Acoustic, Bragg mirror, Finite Element Modeling (FEM), Scattering Matrix.

Glossaire :

SAW : Surface Acoustic Wave Resonator/Résonateur à ondes acoustiques des surface,

BAW : Bulk Acoustic Wave/Ondes de volume,

FBAR : Film Bulk Acoustic Resonator/Résonateur à ondes de volume sur une membrane,

SMR : Solidily Mounted Resonator/Résonateur à ondes de volume sur un miroir de Bragg.