



**HAL**  
open science

# Conception de nouveaux composants RF agiles à ondes acoustiques de surface

Ricardo Alcorta Galván

► **To cite this version:**

Ricardo Alcorta Galván. Conception de nouveaux composants RF agiles à ondes acoustiques de surface. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lille, 2022. Français. NNT : 2022ULILN021 . tel-04140270

**HAL Id: tel-04140270**

**<https://theses.hal.science/tel-04140270>**

Submitted on 25 Jun 2023

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

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

# THÈSE

## présentée à L'Université de Lille École Doctorale Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes

préparée à l'Institut de Microélectronique et de Nanotechnologie

pour obtenir le titre de docteur

**Spécialité : Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunications**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Ricardo ALCORTA GALVÁN**

le 24 Octobre 2022

## **Conception de Nouveaux Composants RF Agiles à Ondes Acoustiques de Surface**

Directrice de thèse : **Anne-Christine HLADKY-HENNION**

Co-Directeur de thèse : **Bertrand DUBUS**

### Jury

M.	Olivier BOUMATAR	Professeur, IEMN	Président
Mme.	Sarah BENCHABANE	DR CNRS, FEMTO-ST	Rapporteure
M.	Emmanuel LE CLEZIO	IES PU, Université de Montpellier	Rapporteur
M.	Victor PLESSKY	Professeur	Examineur
M.	Thierry LAROCHE	Dr., Frec n sys	Examineur
M.	Alexandre REINHARDT	Dr., CEA LETI	Examineur
Mme.	Brigitte LOISEAUX	Ing., Thales	Invitée
M.	Charles CROËNNE	CR CNRS, IEMN	Invité





# Remerciements

En tout premier lieu, je voudrais remercier les membres du jury qui ont examiné mon travail et qui ont fait de la soutenance une expérience très enrichissante. Ces discussions et les questions m'ont rassuré sur la pertinence de ma recherche. Je remercie tout d'abord Olivier Bou Matar - Lacaze pour avoir présidé le jury. Ensuite je voudrais remercier les rapporteurs Sarah Benchabane et Emmanuel Le Clézio pour leur relecture détaillée de ce manuscrit, leurs remarques constructives et leurs commentaires durant la soutenance. Je remercie aussi Victor Plessky, Alexandre Reinhardt et Thierry Laroche pour l'intérêt qu'ils ont porté sur ces travaux de thèse.

Je remercie ensuite mes encadrants, tout d'abord Anne-Christine Hladky, ma directrice de thèse, pour son accompagnement et ses conseils durant ces années. En donnant un cap à mon travail, elle m'a permis d'obtenir de très beaux résultats. Je remercie ensuite mon co-encadrant Bertrand Dubus pour toutes les discussions scientifiques animées et ses réflexions qui m'ont conduit dans des voies d'exploration nombreuses et variées. Ces discussions ont fortement contribué à mon intérêt pour le domaine de l'acoustique qui n'a fait que croître au cours des années. Merci à vous deux de m'avoir donné la chance de travailler sur ce sujet et de m'avoir confié ce travail qui m'a permis de faire ma première immersion dans le monde de la recherche. Je remercie également de façon très chaleureuse mon collègue à l'IEMN Charles Croënne avec qui j'ai eu le plaisir de travailler durant ces années. Nos discussions ont été cruciales dans le déroulement de mon travail de thèse. J'espère que d'autres doctorants auront le privilège de travailler avec lui et de bénéficier de sa rigueur, de ses connaissances et de son bon sens de l'humour.

Je tiens à remercier ensuite Brigitte Loiseaux, ma référente côté industriel à Thales RT à Palaiseau pour le suivi de mon travail, les discussions intéressantes avec une ouverture sur le monde de l'industrie et surtout d'avoir facilité le déroulement de mon travail en mettant à disposition des outils informatiques et en fabriquant plusieurs séries d'échantillons. Mes remerciements s'adressent également aux autres membres de Thales RT à Palaiseau Matthieu Bertrand et Etienne Eustache pour leur accueil lors de mes déplacements à Palaiseau. Je remercie en particulier Etienne pour son aide à la fabrication et pour les dessins des différents GDS. Merci d'avoir pris en compte même au dernier moment les dispositifs que je rajoutais au GDS, les résultats des mesures ont justifié cette démarche! Je remercie aussi Matthieu pour son aide sur les mesures à sonde coplanaire et pour le partage de mon enthousiasme lors de la première démonstration expérimentale de résonateurs dynamiquement commutables. Je le félicite aussi pour ses compétences artistiques avec la colle en argent permettant d'éviter des réflexions indésirables sur les bords des substrats! Je remercie de même Claude Prevot de nous avoir montré la pertinence de l'ajout de la colle en argent pour améliorer nos résultats de mesure.

Je remercie ensuite les personnes avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et collaborer dans le cadre du projet ASTRID FORMOSA. Un grand merci à l'AID qui a rendu possible cette expérience, en particulier Mme Rose-Marie Sauvage pour son soutien au projet et son intérêt dans mon travail.

Merci aux collègues de Frec|n|sys Thierry Laroche et Eric Michouiler pour le partage de leur savoir-faire en conception de dispositifs à ondes acoustiques de surface et pour toutes les discussions très enrichissantes que nous avons eues à chaque rencontre et réunion ainsi que lors de mes déplacements à Besançon. Je remercie aussi nos collègues de la société AMCAD. Même si je n'ai pas eu le plaisir de collaborer de façon très étroite avec eux, leurs apports ont été cruciaux à

l'avancement du projet. Merci à notre référent à Thales Communications Cyril Voillequin pour les discussions lors des réunions du projet et de nous permettre de placer nos résultats face à des besoins industriels.

Je tiens à remercier la société Thales Research & Technology et la région Hauts-de-France pour le financement qui ont permis de mener ces travaux de thèse de façon sereine et confortable. Je remercie aussi la société JUNIA qui a financé les derniers 6 mois de thèse qui ont permis de terminer la rédaction, de mettre les accents sur les « é » et les points à la fin de chaque phrase et équation!

Ensuite je voudrais remercier le personnel du département d'acoustique à l'IEMN, avec qui j'ai interagi presque quotidiennement Florian Allein, Arthur Paté, Samuel Deleplanque, Pascal Mosbah, Monique Pouille et Jérôme Vasseur. Merci de m'avoir accueilli et pour les bons moments partagés.

Un grand merci au personnel administratif de l'IEMN, Nora Benbahlouli et Andy Ledent, et à JUNIA, Florence Alberti et Laetitia Florent, sans qui ce travail n'aurait pas non plus été possible. Merci pour les renseignements et l'aide au niveau des démarches durant ces longues années. Je ne vous remercierai jamais assez!

Un merci maintenant aux autres doctorants du bureau, mes amis. Tout d'abord Dr. Arthur Terroir qui a commencé sa thèse en même temps que moi. Merci pour les bonnes et les mauvaises blagues, ainsi que pour les discussions plus techniques qui m'ont aidé au vu de mes compétences en acoustique limitées au début de la thèse. Cela a été un vrai plaisir. Paul Cambourian, merci pour toute ta bienveillance et pour être l'une des personnes les plus sympathiques que je n'ai jamais rencontrées. En particulier merci pour les cookies! Enfin je voudrais remercier Sarah Tessier pour son humour que j'apprécie beaucoup. Nos sujets de thèse ayant été proches, merci de m'avoir écouté quand je réfléchissais à voix haute. Merci pour les fous rires même dans les moments très stressants et les soirées studieuses en période de rédaction. Merci pour le relai pour l'achat du café, il en a rarement manqué dans le bureau. Merci à vous trois.

Je voudrais enfin remercier tous mes amis qui ont rendu ces années de thèse très agréable. Merci pour la joie en dehors de la thèse et les bonnes expériences. Merci à ma famille qui m'a toujours soutenu à partir du moment où j'ai quitté le Mexique. A mon frère Roberto que j'ai toujours admiré. Quelle bonne chance qu'on ait suivi tous les deux une carrière dans la recherche. Merci pour les discussions en science, merci de m'avoir écouté et soutenu quand j'avais des doutes face à questions difficiles en dehors de la recherche. A mon frère Rodrigo qui arrive toujours à me faire rire. Merci beaucoup pour cela. Finalement je remercie ma mère et mon père, Sandra et Mario, merci pour tout votre soutien, sachez que cela a toujours été indispensable pour moi et que je vous aime très fort.

*Let yourself be swept away by beauty and the unknown  
Love will leave us bare  
But love will lead us there*

- Yvette Young, *Blossom*

*« Il y a là une véritable construction qui a été abstraite au début, et qui s'est colorée de concret à mesure que nous nous en servions. Le concret, c'est de l'abstrait rendu familier par l'usage. »*

- Paul Langevin.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Table des matières</b>	<b>7</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>11</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>19</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>21</b>
<b>1 Introduction, généralités et état de l'art</b>	<b>25</b>
1.1 Généralités sur les architectures d'émission/réception et la modélisation de circuits RF	26
1.1.1 Brève Introduction	26
1.1.2 <i>Front-End</i> RF standard et fonctions associées	26
1.1.3 Cahier des charges de filtres agiles	28
1.1.4 Modélisation de circuits RF	29
1.2 Les ondes acoustiques de surface	31
1.2.1 Présentation générale des ondes acoustiques de surface	32
1.2.2 Les différents types d'ondes acoustiques de surface	34
1.2.2.1 Ondes sur une surface libre	34
1.2.2.2 Ondes de surface spécifiques aux substrats multicouches et aux substrats métallisés	35
1.2.3 Les dispositifs à ondes acoustiques de surface	37
1.2.3.1 Éléments constitutifs des dispositifs à ondes de surface	38
1.2.3.2 Filtres standards à ondes acoustiques de surface	39
1.2.4 Généralités sur les filtres en échelle : cellules en L, L inversé, Pi, T et pont.	40
1.2.5 Modélisation de dispositifs à ondes acoustiques de surface	41
1.2.5.1 Modèles phénoménologiques : représentation par matrice $P$	41
1.2.5.2 Modèles éléments finis	43
1.2.6 Mécanismes d'agilité pour dispositifs SAW	44
1.3 Cristaux phononiques accordables et méta-matériaux piézoélectriques	45
1.3.1 Cristaux phononiques	45
1.3.2 Cristaux phononiques piézoélectriques	46
1.4 Conclusion	48
<b>2 Propagation d'ondes de surface sur des substrats piézoélectriques munis de réseaux périodiques d'électrodes</b>	<b>51</b>
2.1 Présentation générale	52
2.1.1 Matériaux	52
2.1.2 Géométrie étudiée	53
2.1.3 Conditions électriques	54
2.1.4 Modélisation de l'ouverture acoustique	54
2.1.4.1 Modèles à ouverture acoustique finie	54

2.1.4.2	Modèles à ouverture acoustique infinie, dits modèles « en tranche »	54
2.1.5	Types d'études et grandeurs associées	55
2.1.5.1	Études par analyse modale et calcul des courbes de dispersion	55
2.1.5.2	Études par analyse harmonique et calcul d'admittance	55
2.2	Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique infinie	56
2.2.1	Étude par analyse modale	56
2.2.1.1	Géométrie nominale des électrodes des miroirs	56
2.2.1.2	Courbes de dispersion pour la géométrie nominale	57
2.2.1.3	Etude paramétrique en fonction du taux de recouvrement et de l'épaisseur d'électrode	58
2.2.2	Étude par analyse harmonique : calcul de l'admittance	60
2.3	Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique finie	62
2.4	Prise en compte d'une capacité dans le modèle à ouverture acoustique infinie	67
2.5	Admittance harmonique pour une cellule élémentaire à deux périodes	69
2.6	Conclusion et perspectives	73
<b>3</b>	<b>Conception, modélisation et fabrication d'une structure de test</b>	<b>75</b>
3.1	Conception du résonateur simple port	76
3.1.1	Introduction	76
3.1.2	Géométrie du résonateur	76
3.2	Simulation du résonateur simple port par éléments finis pour caractériser chaque élément du résonateur	78
3.2.1	Description du modèle	78
3.2.2	Caractéristiques du transducteur	80
3.2.3	Estimation du coefficient de réflexion des miroirs	81
3.3	Étude de la réponse du résonateur pour différentes conditions électriques	81
3.3.1	Résonateur en condition CC et CO (cas d'une ouverture acoustique infinie)	81
3.3.1.1	Résonateur en condition CC, $N_{OC} = 0$	82
3.3.1.2	Résonateur en condition CO, $N_{OC} = 72$	84
3.3.2	Ouverture acoustique finie : Correction du modèle en tranche en condition mixte CO-CC	86
3.3.3	Réponse du résonateur en fonction du nombre d'électrodes CO	86
3.4	Fabrication et mesure des structures test et recalage des modèles	90
3.4.1	Fabrication des dispositifs	90
3.4.2	Schéma du dispositif de mesure	90
3.4.3	Présentation des résultats expérimentaux	92
3.4.4	Comparaison entre résultats expérimentaux et simulations	94
3.5	Conclusion et perspectives	95
<b>4</b>	<b>Conception, fabrication et caractérisation de résonateurs SAW commutables</b>	<b>97</b>
4.1	Bande interdite des peignes interdigités	98
4.2	Nomenclature	99
4.3	Comparaison des modèles en tranche et complet	101
4.4	Étude simultanée de différents cas de connexion à partir de la matrice d'admittance	104
4.5	Ponts Diélectriques	107
4.6	Fabrication de résonateurs avec miroirs en peignes	109
4.6.1	Préambule aux mesures	109
4.6.2	Composants basés sur la division 22-50	110
4.6.2.1	Géométrie et simulation	110
4.6.2.2	Fabrication	112
4.6.3	Composants basés sur la division 22-40-10	117
4.6.3.1	Géométrie, simulation et analyse du fonctionnement	117
4.6.3.2	Fabrication	120

4.7	Conclusion et perspectives	124
<b>5</b>	<b>Conception de filtres en échelle à partir de résonateurs agiles</b>	<b>127</b>
5.1	Représentation matricielle des filtres en échelle	128
5.2	Étude des différentes cellules	128
5.2.1	Accord des impédances du dispositif et de la ligne	128
5.2.1.1	Généralités	128
5.2.1.2	Cellule en L	129
5.2.1.3	Autres Cellules	130
5.3	Conception de filtres agiles à partir des résonateurs étudiés	130
5.3.1	Procédure générale	130
5.3.2	Filtre utilisant le résonateur 22-50 Switch	131
5.3.3	Filtre utilisant le résonateur 22-40-20 Switch 1	133
5.3.4	Filtre utilisant le résonateur 22-40-10 Switch 2	135
5.3.5	Amélioration de la rejection en bande d'arrêt	136
5.3.5.1	Modification de l'ouverture acoustique des résonateurs	136
5.3.5.2	Utilisation d'une cellule en pont	137
5.4	Fabrication et caractérisation de filtres en échelle figés	138
5.4.1	Estimation de la performance des filtres par homothétie des résultats de fabrication précédents	138
5.4.1.1	Cas 22-50 Switch	139
5.4.1.2	Cas 22-40-10 Switch 2	140
5.4.2	Fabrication et caractérisation	140
5.4.2.1	Préambule	140
5.4.2.2	Dispositifs 22-50 Switch	142
5.4.2.2.1	Résonateurs $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$	142
5.4.2.2.2	Filtres $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$	143
5.4.2.2.3	Résonateurs $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$	145
5.4.2.2.4	Filtres $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$	145
5.4.2.2.5	Synthèse	146
5.4.2.3	Dispositifs 22-40-10 Switch 2	147
5.5	Réduction du nombre d'interrupteurs du filtre en échelle	148
5.6	Conclusion et perspectives	152
<b>6</b>	<b>Nouvelles architectures de résonateurs agiles</b>	<b>153</b>
6.1	Présentation de la nomenclature pour les divisions des miroirs 4x18 et 6x12	154
6.2	Modification du transducteur pour améliorer la réponse du résonateur	154
6.3	Étude des miroirs divisés en peignes réguliers en fonction de la condition électrique	156
6.3.1	Description des groupements d'électrodes en peignes réguliers	157
6.3.2	Description des conditions électriques étudiées	157
6.3.3	Coefficient de réflexion des miroirs	157
6.3.3.1	Miroirs à deux peignes	157
6.3.3.2	Miroirs à deux, quatre, six, huit et douze peignes	158
6.3.3.2.1	Modélisation des bandes supplémentaires par utilisation de la matrice $P$	160
6.3.3.2.2	Mise en évidence de cavités résonantes au sein des miroirs divisés en peignes	163
6.4	Etude des miroirs divisés en peignes liés en fonction de la condition électrique	168
6.4.1	Groupement d'électrodes par peignes liés	168
6.4.1.1	Coefficient de réflexion	169
6.4.1.1.1	Miroirs à trois peignes liés $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$	169
6.4.1.1.2	Miroirs à deux peignes liés $[1\ 2]^9[2\ 3]^9$	171
6.4.1.2	Transducteur à peigne lié	171



6.5 Conclusion . . . . .	173
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>175</b>
<b>Annexes</b>	<b>179</b>
<b>A Simulation de composants SAW par la matrice <math>P</math> et la méthode de couplage de modes (COM)</b>	<b>181</b>
A.1 Méthode de couplage de modes . . . . .	181
A.1.1 Équations générales . . . . .	181
A.1.2 Miroirs connectés à la masse et transducteurs et . . . . .	183
A.1.3 Miroirs flottants . . . . .	185
A.2 Calcul des paramètres du modèle . . . . .	185
A.2.1 Identification des paramètres de la méthode COM par un calcul d'admittance harmonique . . . . .	185
A.2.2 Identification simplifiée pour le calcul des paramètres $p_{11}$ et $p_{12}$ par la méthode COM . . . . .	186
A.3 Récapitulatif . . . . .	187
A.4 Cascade des matrices $P$ . . . . .	187
<b>B Conditions électriques périodiques et bandes interdites fractionnaires pour différentes conditions électriques</b>	<b>189</b>
B.1 Bande interdite correspondant à la période mécanique des électrodes . . . . .	190
B.1.1 Bande interdite pour des cellules à 3 et 4 électrodes . . . . .	190
B.2 Bandes Interdites fractionnaires . . . . .	191
B.3 Étude des bandes interdites fractionnaires par calcul de l'admittance harmonique. . . . .	193
<b>C Étude des éléments de la matrice d'admittance utilisée pour les résonateurs agiles fabriqués</b>	<b>199</b>
<b>D Modèle circuit des ponts diélectriques</b>	<b>203</b>

# Liste des figures

1.1	Partition du spectre de fréquences pour les télécommunications aux US (2016). . . . .	27
1.2	Schéma d'un <i>Front-End</i> radio en réception et spectre du signal à différents niveaux du circuit (a-e). . . . .	27
1.3	Réponse type d'un filtre passe-bande. . . . .	28
1.4	Modèle circuit d'un tronçon infinitésimal de ligne [20]. . . . .	29
1.5	Schéma d'un dispositif à deux ports décrit par une matrice $S$ . . . . .	30
1.6	Schéma de deux éléments circuits décrits par une matrice chaîne. . . . .	31
1.7	Schéma d'un dispositif SAW constitué d'un substrat multicouche et métallisations. . . . .	32
1.8	Champs de déplacement d'une onde de Rayleigh d'après [29]. . . . .	34
1.9	Déplacement pour une onde SH-SAW d'après [25]. . . . .	35
1.10	Schéma de comparaison entre les ondes SSBW sur un substrat sans métallisation et le résultat d'une métallisation sur la surface d'après [31]. . . . .	35
1.11	Schéma de la propagation d'une onde de Love dans une couche guide sur un substrat d'après [25]. . . . .	35
1.12	Schéma d'une structure TCSAW, $\text{SiO}_2$ sur $\text{LiNbO}_3$ YXL/128° [36]. . . . .	36
1.13	Schéma de deux doigts d'un transducteur interdigité. . . . .	36
1.14	Schéma d'un transducteur pour un résonateur à ondes de Lamb classique (a) et avec profil de vitesse modifié pour fonctionnement en mode piston d'après [39]. (b) la courbe verte présente le profil de vitesse et les courbes suivantes la forme du mode dans la direction transverse. . . . .	37
1.15	Schéma d'un IDT classique et d'un <i>Split finger</i> IDT [44]. . . . .	38
1.16	Cellule EWC/SPUDT ( <i>Electrode Width Control/SPUDT</i> ) d'après [46]. . . . .	38
1.17	Exemple de transducteurs en éventail ( a), d'après [47]) et <i>Chirp</i> ( b) d'après [50]) . . . . .	39
1.18	Schéma d'un filtre DMS à deux (gauche) et trois (droite) ports d'après [51]. . . . .	39
1.19	Schéma d'un filtre résonant à couplage transverse d'après [52]. . . . .	40
1.20	Cellules en « L » et en « L inversé ». . . . .	40
1.21	Cellules en « Pi » et en « T ». . . . .	40
1.22	Cellule en pont ou en « treillis ». . . . .	41
1.23	Schéma de la cellule utilisée pour représenter un transducteur par une matrice $P$ . . . . .	41
1.24	Schéma de la division du domaine de simulation pour un dispositif à ondes de surface en sous-parties répétées [68]. . . . .	44
1.25	Schéma d'un système utilisé pour démontrer le contrôle de la vitesse de propagation des SAW en utilisant l'effet acousto-électrique d'après [6]. . . . .	44
1.26	Courbe de dispersion d'une chaîne diatomique de masses reliées par ressorts [74]. . . . .	46
1.27	Courbe de dispersion d'une chaîne de masses reliées par des ressorts et connectés à des résonateurs internes [74]. . . . .	46
1.28	Cristal phononique piézoélectrique constitué d'une poutre avec des plaques piézo-électriques [77]. . . . .	47
1.29	Cristal phononique piézoélectrique constitué de barreaux piézoélectriques séparés par des électrodes et connectés périodiquement à la masse via des capacités. Courbe de dispersion pour différentes valeurs de la capacité [79]. . . . .	47

1.30	Cristal phononique piézoélectrique constitué d'électrodes déposées à la surface d'une plaque piézoélectrique [81]. . . . .	47
1.31	Schéma du Cristal phononique piézoélectrique proposé par Croënne et al. pour étudier la modulation temporelle des conditions électriques périodiques [84]. . . . .	48
1.32	Schéma du résonateur de Fabry-Perot constitué d'éléments piézoélectriques individuels proposés par Ponge et al. [87]. . . . .	48
2.1	Schéma du modèle 2-D pour la simulation d'une grille infinie périodique (en pratique la géométrie est 3D mais un seul élément est utilisée dans la direction $z$ , avec une condition de Bloch-Floquet pour imposer un déplacement uniforme dans la direction transverse à la propagation). . . . .	53
2.2	Schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique (la géométrie est pratiquement identique à celle du calcul modal figure 2.1, la seule différence étant la condition électrique en dessous de l'électrode). . . . .	56
2.3	Courbes de dispersion pour une cellule élémentaire d'un substrat $\text{LiNbO}_3$ avec une électrode en condition CO et CC, les lettres dénotent les modes affichés sur la figure 2.4. La branche correspondante au mode de la figure 2.4 d) n'est pas présentée car ce mode n'est pas localisé à la surface et n'a donc pas d'impact sur la réponse des dispositifs qui seront étudiés dans le reste de ce mémoire. . . . .	57
2.4	Champ de déplacement de la cellule élémentaire aux bornes de la bande interdite pour le mode fondamental de Rayleigh (a et b), et le mode SH (c et d) en Bord de zone de Brillouin, avec une condition CC. . . . .	58
2.5	Fréquence centrale (a, b) et largeur (c, d) des bandes interdites CC (a, c) et CO (b, d) en fonction de la fraction de la période recouverte par l'électrode ( $a/p$ ) et du rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur ( $h/\lambda$ ). La période est fixée à $4,87 \mu\text{m}$ . . . . .	59
2.6	Variations des bornes des bandes interdites CO et CC en fonction du rapport $a/p$ pour une épaisseur de métallisation de $130 \text{ nm}$ et une période de $4,87 \mu\text{m}$ . . . . .	60
2.7	Admittance harmonique divisée par $a_z$ en bord de zone de Brillouin pour une métallisation de $130 \text{ nm}$ , une période de $4,87 \mu\text{m}$ et un rapport $a/p$ de $0,455$ . . . . .	60
2.8	Admittance harmonique normalisée par $a_z$ , calculée en fonction de $(k_x, f)$ pour une métallisation de $130 \text{ nm}$ , une période de $4,87 \mu\text{m}$ et un rapport $a/p$ de $0,455$ . Le graphe de gauche est obtenu pour une partie imaginaire du nombre d'onde nul, et celui de droite pour une partie réelle égale à $\pi/p$ et en faisant varier la partie imaginaire. . . . .	61
2.9	Schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique pour une structure à ouverture acoustique finie. . . . .	62
2.10	Superposition de l'admittance harmonique calculée pour une électrode de taille infinie et avec une ouverture acoustique de $200 \mu\text{m}$ , en bord de zone de Brillouin. . . . .	63
2.11	Admittance harmonique pour une électrode d'ouverture acoustique $W = 200 \mu\text{m}$ en bord de zone de Brillouin et pour différents valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde. . . . .	64
2.12	Admittance harmonique pour une électrode d'ouverture acoustique $W = 200 \mu\text{m}$ en bord de zone de Brillouin et pour différents valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde ( $k_x [=] \text{rad/m}$ ). . . . .	65
2.13	Schéma électrique équivalent introduisant une capacité entre l'électrode et la masse dans le modèle EF de la figure 2.1. . . . .	67
2.14	Variations en fonction de la valeur de la capacité connectée des modes calculés par simulation modale et de la valeur de $d$ (équation 2.5) représentée par l'échelle de couleur. Les points présentent les fréquences des modes pour différentes valeurs de la capacité, calculées par simulations modales en incluant directement la connexion de la capacitance (équation 2.4) . . . . .	68
2.15	Schéma du modèle utilisé pour le calcul de la matrice d'admittance pour une cellule à deux périodes. . . . .	70

3.16 Paramètres $Y_{11}$ et $Y_{21}$ au centre de la zone Brillouin ( $k = 0$ ) pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde (on impose un potentiel harmonique sur $V_1$ et $V_2 = 0$ ). . . . .	71
3.17 Déterminant de la matrice $Y$ au centre de la zone Brillouin ( $k = 0$ ) pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde. . . . .	72
3.1 Schéma d'un résonateur simple port symétrique constitué d'un transducteur interdit entouré de deux miroirs de Bragg. . . . .	76
3.2 (a) : module du coefficient de réflexion ( $p_{11}$ ) des miroirs en condition de court-circuit (CC) et potentiel flottant (CO); (b) : phase du coefficient de réflexion des miroirs en condition CC, CO, et phase de propagation des ondes à travers le transducteur ( $\Phi_+$ ). . . . .	78
3.3 Géométrie utilisée pour la simulation par éléments finis des résonateurs. . . . .	79
3.4 Conductance et susceptance de rayonnement du transducteur calculées par éléments finis pour une condition d'ouverture acoustique infinie (avec $a_z = 1\mu m$ ). . . . .	80
3.5 Schéma des cas de connexion d'électrodes considérés. Pour $N_{OC} > 0$ (a), et pour $N_{OC} < 0$ (b). . . . .	82
3.6 Paramètre $S_{11}$ et admittance du résonateur pour le cas $N_{OC} = 0$ calculé par éléments finis ( $a_z = 1\mu m$ ). . . . .	82
3.7 Courbe de dispersion pour la géométrie du transducteur pour les modes de Rayleigh et SH pour une condition en court circuit (CC) et en potentiel flottant (CO), la ligne verticale rouge marque $\lambda/2 = 4,87\mu m$ . . . . .	83
3.8 Coefficient de réflexion du miroir calculé par la méthode COM ( $p_{11}$ ) et par la formule 3.8 ( $\Gamma$ extrait de la réponse du résonateur calculée par une simulation éléments finis) à partir de la réponse du résonateur pour le cas $N_{OC} = 0$ . . . . .	84
3.9 Paramètre $S_{11}$ et admittance du résonateur pour le cas $N_{OC} = 72$ . . . . .	84
3.10 Coefficient de réflexion du miroir calculé par la méthode COM ( $p_{11}$ ) et par la formule 3.8 ( $\Gamma$ extrait de la réponse du résonateur calculée par une simulation éléments finis) à partir de la réponse du résonateur pour le cas $N_{OC} = 72$ . . . . .	85
3.11 Paramètre $S$ pour $N_{OC} = 72$ , calculé par le modèle complet (a) et par le modèle en tranche en fonction de la fréquence et la valeur de la capacité corrective connectée aux électrodes en potentiel flottant (b). . . . .	86
3.12 Comparaison des réponses spectrales du résonateur pour les cas $N_{OC} = 0, 10, 30, 50, 72$ calculés par le modèle en tranche (Tranche), le modèle en tranche avec correction (Correction) et le modèle complet (Complet). . . . .	87
3.13 Évolution du paramètre $S_{11}$ en dB en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant $N_{OC}$ pour une impédance de port de $50\ \Omega$ calculé par EF. . . . .	88
3.14 Évolution du paramètre $S_{11}$ en dB en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant $N_{OC}$ pour une impédance de port de $50\ \Omega$ calculé la méthode COM. . . . .	89
3.15 Schéma du dispositif de mesure de la réponse spectrale des résonateurs sur substrat. . . . .	90
3.16 Schéma du résonateur pour le cas $N_{OC} = 0$ sous test par pointes à gauche, et photo par microscope du dispositif sous test. . . . .	90
3.17 Schéma du résonateur pour le cas $N_{OC} = 50$ sous test par pointes à gauche, et photo par microscope du dispositif sous test. . . . .	91
3.18 Schéma de la géométrie du transducteur utilisé dans les dispositifs fabriqués. . . . .	91
3.19 Schémas des dispositifs fabriqués. Les zones grisées correspondent aux métallisations déposées sur le substrat. . . . .	92
3.20 Réponse électrique des résonateurs $N_{OC} = 72$ et $N_{OC} = 72$ version 2. Les réponses des dispositifs version 2 ont été décalés artificiellement (-2 dB pour les amplitudes et -10 degrés pour les phases) pour faciliter la lecture. . . . .	92
3.21 Amplitude en dB et phase en radians du paramètre $S$ et de l'impédance des dispositifs $N_{OC} = 0, 10, 30, 50$ et $72$ fabriqués. . . . .	93

3.22	Comparaison des amplitudes en dB du paramètre $S$ et entre les simulations (modèle ajusté) et les mesures, pour les cas $N_{OC} = 0, 10, 30, 50$ et $72$ . . . . .	94
3.23	Évolution du paramètre $S_{11}$ en dB pour une impédance de port de $50 \Omega$ en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant $N_{OC}$ , calculée par le modèle EF en tranche avec capacité correctif, prise en compte des pertes et métallisations réduites de $55 \text{ nm}$ . . . . .	95
4.1	Schéma du potentiel électrique dans plusieurs cellules pour le cas de deux électrodes flottants indépendants pour un nombre d'onde réduit de $k = 0$ . . . . .	98
4.2	Schéma de la division du miroir gauche du résonateur en groupes d'électrodes interdigitées. . . . .	99
4.3	Schéma de la division des miroirs du résonateur en groupes d'électrodes interdigitées. . . . .	100
4.4	Schéma de la division des miroirs du résonateur en groupes d'électrodes interdigitées. . . . .	100
4.5	Comparaison des spectres du module du paramètre $S_{11}$ obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, sans terme capacitif correctif, pour les cas de connexion a) $[MM]^{11}[OO]^{20}[OO]^5[TM]^{8,5}$ , b) $[MM]^{11}[OM]^{20}[MO]^5[TM]^{8,5}$ b) et c) $[MM]^{11}[MO]^{20}[OM]^5[TM]^{8,5}$ . . . . .	102
4.6	Comparaison des spectres du module du paramètre $S_{11}$ obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, pour les cas de connexion a) $[MM]^{31}[MO]^5[TM]^{8,5}$ et b) $[MM]^{31}[OO]^5[TM]^{8,5}$ . . . . .	103
4.7	Comparaison des spectres du module du paramètre $S_{11}$ obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, pour les cas de connexion a) $[MM]^{11}[M1]^{20}[1M]^5[TM]^{8,5}$ et b) $[MM]^{11}[M1]^{20}[1O]^5[TM]^{8,5}$ . . . . .	103
4.8	Schéma de la géométrie utilisée pour le calcul de la matrice d'admittance harmonique. Le numéro de chaque peigne correspond à une ligne de la matrice. . . . .	106
4.9	Schéma de deux lignes de métallisation déposées sur un substrat qui se croisent et sont maintenues isolées par la présence d'une couche de matériau diélectrique, dit "pont diélectrique". . . . .	107
4.10	Structures fabriquées sur le substrat $\text{LiNbO}_3$ pour caractériser la réponse du pont diélectrique, chaque figure a), b) et c) présente une taille différente du pont. . . . .	108
4.11	Mesure de la réponse des structures de la figure 4.10. . . . .	108
4.12	Schéma d'une cellule de dispositifs fabriqués (F0505). . . . .	109
4.13	Photo de la cellule 3 après découpe et avec colle à l'argent appliquée aux côtés des dispositifs. . . . .	110
4.14	Évolution fréquentielle simulée du module de l'admittance pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-50. . . . .	111
4.15	Coefficient de réflexion $\Gamma$ des miroirs, calculé pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-50. . . . .	111
4.16	Géométrie des résonateurs fabriqués pour les dispositifs à division 22-50 <i>frozen</i> . . . . .	112
4.17	Vue rapprochée de la connexion des groupes 1 du cas $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ à l'intérieur de la cavité. . . . .	113
4.18	Comparaison entre mesure et simulation des dispositifs <i>frozen</i> en division 22-50. . . . .	113
4.19	Géométrie du résonateur <i>switch</i> fabriqué en division 22-50. . . . .	114
4.20	Comparaison entre la réponse en module de l'admittance et paramètre $S_{11}$ pour une impédance de port de $50 \Omega$ mesurée pour le dispositif <i>switch</i> et celle mesurée pour les résonateurs <i>frozen</i> correspondants, en division 22-50. . . . .	115
4.21	Comparaison entre les mesures obtenues avec différents placements de pointes sur le composant en division 22-50 <i>switch</i> , démontrant expérimentalement l'agilité du dispositif. . . . .	116
4.22	Evolution fréquentielle simulée du module de l'admittance pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-40-10. . . . .	117
4.23	Conductance de rayonnement du transducteur $[MT]^5[15]^{8,5}$ , pour différentes conditions électriques des peignes 1 et 5. . . . .	118

4.24 Admittance des différents cas de connexion avec peignes interconnectés, pour la division 22-40-10. . . . .	119
4.25 Rapport entre le potentiel des peignes en potentiel flottant pour les cas $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . . . . .	120
4.26 Géométrie des résonateurs fabriqués pour les dispositifs à division 22-40-10 <i>frozen</i> . . . . .	120
4.27 Comparaison entre mesure et simulation du cas $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ . . . . .	121
4.28 Schéma du dispositif commutable en division 22-40-10 <i>switch 1</i> . . . . .	121
4.29 Comparaison entre les mesures (modules du paramètre S et de l'admittance) des deux composants <i>frozen</i> en division 22-40-10 et celles du composant <i>switch 1</i> pour les deux états électriques correspondants. . . . .	122
4.30 Comparaison entre les mesures (modules du paramètre S et de l'admittance) obtenues pour le résonateur en division 22-40-10 <i>switch 1</i> pour les deux positions de pointes prévues (PL : levées, PP : posées). . . . .	122
4.31 Schémas du dispositif commutable en division 22-40-10 <i>switch 2</i> . . . . .	123
4.32 Comparaison entre les mesures obtenues avec différents placements de pointes sur le composant <i>switch 2</i> en division 22-40-10, démontrant expérimentalement l'agilité du dispositif. . . . .	123
5.1 a) Exemple de mise en cascade de résonateurs permettant d'éviter le couplage acoustique longitudinal entre les résonateurs et schéma circuit équivalent b). . . . .	128
5.2 Schéma d'une cellule en L, on note $Z_1$ le résonateur parallèle et $Z_2$ le résonateur série. . . . .	129
5.3 Impédances simulées avant et après homothétie des cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ et $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	131
5.4 Produit des impédances avant et après homothétie des cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ et $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Les bandes dans lesquelles la phase du produit s'annule sont repérées en gris. . . . .	132
5.5 Transmission de la cellule en L constitué du résonateur qui permet de passer entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ et $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1.0068$ ) pour une impédance de ligne de $320 \Omega$ . . . . .	133
5.6 Produit des impédances avant et après homothétie des cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ . . . . .	134
5.7 Transmission simulée de la cellule en L constituée du résonateur qui permet de passer entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ en parallèle avec et son homothétique ( $p/p' = 1.0056$ ) pour une impédance de ligne de $320 \Omega$ . . . . .	134
5.8 Transmission entre l'entrée et la sortie de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de passer entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1.0056$ ) pour une impédance de ligne de $320 \Omega$ . . . . .	135
5.9 Transmission de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de commuter entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1,0056$ ) pour une impédance de ligne de $320 \Omega$ . . . . .	136
5.10 Impédances avant et après homothétie des cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ après modification de l'ouverture acoustique. . . . .	136
5.11 Transmission de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de passer entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ d'ouverture acoustique réduite ( $W/1,25$ ) mis en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1,0056$ ) d'ouverture acoustique augmentée ( $W \times 1,25$ ) pour une impédance de ligne de $320 \Omega$ . . . . .	137
5.12 Schéma circuit du filtre sur la figure 5.13. . . . .	138

5.13	Transmission pour un filtre en pont encadré par deux résonateurs en parallèle. Les résonateurs utilisés permettent de passer du cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ au cas $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ . Les résonateurs parallèles sont des homothétiques des résonateurs série avec une facteur $p/p' = 1,0056$ et les impédances des ports sont choisies égales à $320 \Omega$ . . . . .	138
5.14	Module et phase de l'impédance du résonateur 22-50 Switch pour les deux conditions électriques, ainsi que son spectre décalé par homothétie. (Résultats de mesures du chapitre 4). . . . .	139
5.15	Paramètre $S_{21}$ d'une cellule en L 22-50 Switch déduit par homothétie des résultats de mesure. . . . .	139
5.16	Paramètre $S_{21}$ d'un filtre constitué de 4 cellules en L 22-50 Switch calculé par homothétie des résultats de mesure. . . . .	140
5.17	Paramètre $S_{21}$ d'une cellule en L 22-40-10 Switch 2 calculé par homothétie des résultats de mesure. . . . .	140
5.18	Paramètre $S_{21}$ d'un filtre constitué de 4 cellules en L 22-40-10 Switch 2 calculé par homothétie des résultats de mesure. . . . .	141
5.19	Schéma des 4 dispositifs fabriqués pour chaque condition électrique. . . . .	141
5.20	Images au microscope des résonateurs série et parallèle d'une cellule en L des dispositifs $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	142
5.21	Impédance des différentes versions et itérations des résonateurs $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	142
5.22	Paramètre $S_{21}$ du filtre constitué d'une seule cellule en L pour le cas $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	143
5.23	Schéma circuit de la connexion des résonateurs parallèles et série. . . . .	144
5.24	Paramètre $S_{21}$ d'une cellule en L mesurée et calculée par un modèle circuit utilisant la réponse des résonateurs <i>Fab3</i> fabriqués. . . . .	144
5.25	Paramètre $S_{21}$ du filtre constitué de 4 cellules en L pour le cas $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	145
5.26	Impédance des différentes versions et itérations des résonateurs $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	145
5.27	Paramètre $S_{21}$ pour une impédance de port de $320 \Omega$ $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	146
5.28	Paramètre $S_{21}$ des deux cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ et $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ des différents filtres <i>CI</i> fabriqués. . . . .	146
5.29	Amplitude de l'impédance des différentes versions et itérations des résonateurs $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . . . . .	147
5.30	Paramètres $S_{21}$ des deux cas de connexion $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ des différents filtres fabriqués. . . . .	147
5.31	Schéma du résonateur qui permet de passer entre les cas $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ et $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ et son schéma circuit équivalent avec les différents ports explicités. . . . .	148
5.32	Schéma d'une cellule en L utilisant un résonateur à 3 ports avec 2 interrupteurs pour permettre la commutation. . . . .	148
5.33	Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L utilisant des résonateurs à 3 ports avec interrupteurs pour permettre la commutation. . . . .	149
5.34	Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L configuration <i>CI</i> . . . . .	150
5.35	Réponse du filtre constitué de deux cellules en L configuration « Original » (un interrupteur par résonateur) et configuration <i>CI</i> (figure 5.34). . . . .	150
5.36	Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L pour les configurations <i>C2M2</i> et <i>C2M3</i> . . . . .	151
5.37	Réponse du filtre constitué de deux cellules en L configuration « Original », et configurations <i>C2</i> . . . . .	151
6.1	Schéma du résonateur divisé en peignes de taille régulière, pouvant être décrit par matrices $10 \times 10$ et $14 \times 14$ qui relient les différents ports. . . . .	154



6.2 Réponse du résonateur avec transducteur décentré pour différents nombres d'électrodes du port d'entrée. Les électrodes des miroirs sont toutes en condition de court-circuit. . . . .	155
6.3 Impédance des cas $[MM]^{18}[MM]^6[MT]^{12}[MM]^{8,5}$ et $[1M]^{18}[OM]^6[MT]^{12}[1M]^{8,5}$ . . .	156
6.4 Exemple d'interconnexion de peignes des miroirs d'un résonateur à 14 ports pour définir un résonateur à 8 ports. a) Résonateur à 14 ports original, b) Interconnexion pour réduire le nombre de peignes des miroirs, c) Résonateur à 8 ports résultant. . .	156
6.5 Conditions électriques des peignes. . . . .	157
6.6 Amplitude du coefficient de réflexion des miroirs divisés en deux peignes calculés par EF pour différentes conditions électriques. Les sections grisées marquent la bande interdite tout CC et la bande interdite CO. . . . .	158
6.7 Amplitude du coefficient de réflexion des miroirs divisés en 2, 4, 6, 8 et 12 peignes en condition CO-CO. . . . .	159
6.8 Évolution de la fréquence centrale des bandes supplémentaires des miroirs en fonction de $N_{(E/P)}$ . . . . .	160
6.9 Paramètre $p_{33}$ des paires de peignes à $N_{(E/P)} = 6, 9$ et $36$ en fonction de la fréquence normalisée par $f_c^{CO}$ . Les lignes horizontales marquent les fréquences centrales $f_{inf}$ et $f_{sup}$ pour $N_{(E/P)} = 6, 9$ et $36$ . . . . .	161
6.10 Coefficient de réflexion du miroir à 72 électrodes divisé en 2 peignes ( $N_{(E/P)} = 36$ ) en condition CO-CO calculé par EF ( $ \Gamma $ ) et par utilisation de la matrice $P$ ( $p_{11}^{CO}$ ). Les lignes verticales marquent la fréquence du maxima et minima du paramètre $p_{33}$ présenté en figure 6.9 et utilisé pour calculer $p_{11}^{CO}$ . . . . .	162
6.11 Coefficient de réflexion du miroir avec 72 électrodes divisé en 8 ( $N_{(E/P)} = 9$ ; figure 6.11 a) et 12 ( $N_{(E/P)} = 6$ ; figure 6.11 b) peignes en condition CO-CO calculé par EF et par utilisation de la matrice-P. Les lignes verticales marquent la fréquence du maxima et minima du paramètre $p_{33}$ calculé (figure 6.9). . . . .	162
6.12 Conductance de rayonnement des transducteurs modifiés pour mettre en évidence le stockage d'énergie par les miroirs à multiples cavités résonantes. . . . .	163
6.13 Coefficient de réflexion des miroirs $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$ et admittance du résonateur pour des transducteurs avec $p_t = 4,74 \mu\text{m}$ , $p_t = 5,3216 \mu\text{m}$ et $p_t = 4,444 \mu\text{m}$ . . . . .	164
6.14 Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec $p_t = 4,444 \mu\text{m}$ et miroirs $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$ aux fréquences de résonance et d'antirésonance (dans la bande centrée sur $f_{sup}^{N_{(E/P)}=6}$ ). . . . .	165
6.15 Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec $p_t = 4,74 \mu\text{m}$ et miroirs $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$ à la fréquence de résonance 387,2 MHz (dans la bande interdite CO). . . . .	165
6.16 Coefficient de réflexion des miroirs $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$ et admittance du résonateur pour $p_t = 4,74 \mu\text{m}$ , $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$ et $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$ . . . . .	166
6.17 Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$ et miroirs $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$ en résonance et antirésonance (dans la bande centrée sur $f_{sup}^{N_{(E/P)}=9}$ ). . . . .	167
6.18 Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$ en résonance et antirésonance (dans la bande centrée sur $f_{inf}^{N_{(E/P)}=6}$ ). . . . .	167
6.19 Schéma de la formation des peignes liés à partir de deux paires de peignes réguliers. . . . .	168
6.20 Différentes conditions électriques possibles des peignes liés. . . . .	168
6.21 Coefficient de réflexion des miroirs $[1\ 2]^6[2\ 3]^6[4\ 5]^6[5\ 6]^6[7\ 8]^6[8\ 9]^6$ pour les conditions électriques non-triviales identifiées sur la figure 6.20. . . . .	169
6.22 Coefficients de réflexion des miroirs $[1\ 2]^9[2\ 3]^9[4\ 5]^9[5\ 6]^9$ pour les conditions électriques non-triviales identifiées sur la figure 6.20. . . . .	170
6.23 Coefficient de réflexion des miroirs $[M2]^6[2M]^6[M1]^{12}[1M]^{12}$ . . . . .	171



6.24	Valeur RMS du déplacement à la surface d'un transducteur à peignes liés à 24 électrodes et conductance de rayonnement, calculées par simulation harmonique. . . .	172
6.25	Valeur RMS du déplacement à la surface d'un transducteur à peignes liés à 36 électrodes et conductance de rayonnement, calculées par simulation harmonique. . . .	173
A.1	Schéma d'un transducteur de taille infinie pour la dérivation des équations de la méthode COM d'après [58]. . . . .	184
A.2	Schéma de deux cellules décrites chacune par une matrice $P$ (celle de gauche décrite par une matrice $P$ et la cellule droite décrite par la matrice $P'$ ) qui peuvent être mises en cascade avec les équations A.21. . . . .	188
B.1	Schéma du repliement de la courbe de dispersion quand on simule plusieurs cellules élémentaires. Bleu : période originale, rouge : période double, vert : période quadruple.	190
B.2	Cellule à deux électrodes, champs de déplacement en entrée et sortie de la bande interdite à 194,31 et 198,24 MHz respectivement, pour le cas $O_1O_1$ . . . . .	191
B.3	Cellule à deux électrodes, champs de déplacement en entrée et sortie de la bande interdite à 556,54 et 561,19 MHz respectivement, pour le cas $O_1O_1$ . . . . .	192
B.4	$I/V$ calculés pour le cas $MO_1O_1O_1$ , dans les deux gammes de fréquences [192,5; 207,5] MHz (a, b) et [370; 405] MHz (c, d). Les figures a) et c) utilisent les conditions B.2 et les figures b), d) les conditions B.3. . . . .	194
B.5	$I/V$ calculée pour le cas $MO_1O_1O_2$ , dans la gammes de fréquences [192,5, 207,5] MHz, en appliquant respectivement les conditions a) B.5, b) B.6 et c) B.7. . . . .	196
B.6	Schéma du potentiel électrique dans 2 cellules de 4 électrodes pour le cas $MO_1O_1M$ pour un nombre d'onde nul. . . . .	197
C.1	Schéma de la géométrie utilisée pour le calcul de la matrice d'admittance harmonique. Le numéro de chaque peigne correspond à une ligne de la matrice. . . . .	199
C.2	Diagonale principale de la matrice d'admittance (en module), calculée pour la division 22-40-10. . . . .	200
C.3	Amplitude en décibels de sept paramètres de la première ligne de la matrice d'admittance calculée. . . . .	200
C.4	Différence déroulée des phases des paramètres $Y_{1j}$ pour deux peignes $j$ appartenant à la même paire. . . . .	201
D.1	Géométrie des différentes versions du résonateur $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ , fabriquées pour mettre en évidence l'effet des ponts diélectriques sur la réponse des dispositifs.	204
D.2	Schéma du circuit utilisé pour modéliser l'impact des parasites amenés par les ponts diélectriques. . . . .	204
D.3	Admittance simulée du résonateur pour le cas $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ en ajoutant au modèle des capacités parasites $C$ représentant les ponts diélectriques. . . . .	205
D.4	Mesure de l'admittance du résonateur pour les différentes versions du cas $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ . . . . .	205

# Liste des tableaux

2.1	Fréquences de résonance et d'antirésonance de l'admittance harmonique pour les modes de Rayleigh et SH pour une ouverture acoustique finie et infinie. . . . .	63
3.1	Paramètres géométriques du transducteur et des miroirs du résonateur retenu. . . .	77
4.1	Estimation de la capacité des ponts diélectriques à partir des mesures. . . . .	108
4.2	Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-50 <i>switch</i> . . . . .	117
4.3	Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-40-10 <i>switch 1</i> . . . . .	122
4.4	Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-40-10 <i>switch 2</i> . . . . .	124
B.1	Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites pour une cellule à 4 périodes, calculées par simulations modales. . . . .	191
B.2	Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites pour une cellule à 3 périodes, calculées par simulations modales. . . . .	191
B.3	Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites fractionnaires pour un nombre d'onde réduit $k = 0$ , calculées par simulations modales. . . . .	192
B.4	Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites fractionnaires pour un nombre d'onde réduit $k = 1$ , calculées par simulations modales. . . . .	193
B.5	Correspondance entre les cas de connexion et les pôles/zéros des conditions B.2 et B.3. . . . .	194
B.6	Correspondance entre les cas de connexion et les pôles/zéros des conditions B.5, B.6, et B.7. . . . .	196



# Introduction générale

Depuis plusieurs décennies, les systèmes de télécommunication sont en développement permanent. Initialement à base de systèmes filaires comme le télégraphe, les dispositifs de télécommunication les plus avancés actuellement utilisent la communication sans-fil et présentent une vitesse de transmission de données extraordinaire. Les tendances actuelles se poursuivent avec le développement de systèmes de communication avec les standards d'avenir 5G qui promettent d'une part une amélioration de la vitesse de transmission et d'autre part une flexibilité d'utilisation de systèmes plus élevée. Les circuits électroniques utilisés actuellement dans les systèmes de télécommunication de pointe respectent des cahiers des charges très contraignants. Classiquement, une solution standard pour les fonctions de filtrage repose sur des dispositifs à ondes de surface, plus communément appelés SAW (Surface Acoustic Waves). Ce type de dispositif est en général constitué de métallisations périodiques déposées sur un substrat piézoélectrique et permet d'atteindre des fréquences de fonctionnement élevées, avec des pertes d'insertion très faibles et une miniaturisation importante.

L'évolution continue des systèmes de télécommunication nécessite d'intégrer dans les circuits radiofréquences un nombre de plus en plus grand de fonctions de filtrage de façon à recouvrir un grand nombre de bandes et canaux de fréquences pour la transmission. Une solution pour augmenter le nombre de fonctions de filtrage sans accroître le nombre de dispositifs nécessaires est de développer des filtres agiles, c'est-à-dire des filtres dont la fréquence de fonctionnement peut être accordée par un signal externe. L'intérêt de cette approche est de réaliser des circuits compacts, avec moins de composants, et donc également moins coûteux.

Le but principal de cette thèse est de contribuer au développement des filtres agiles à ondes acoustiques de surface radiofréquences, pouvant être contrôlés par un signal externe. Pour cet objectif d'agilité, la littérature fait état de solutions basées sur l'utilisation de substrats spécifiques sensibles à des champs électriques [1] ou magnétiques [2, 3] externes, des empilements piézoélectrique/semi-conducteur [4-10] ou l'intégration de capacités MEMS contrôlables en tension en parallèle et série des dispositifs SAW [11-13]. Dans ce travail, une approche différente basée sur le concept de cristal phononique piézoélectrique a été choisie pour réaliser l'agilité des dispositifs SAW.

Par analogie avec les matériaux cristallins en physique du solide et les cristaux photoniques, les cristaux phononiques sont des arrangements périodiques de matériaux élastiques dont les propriétés effectives peuvent conduire à des comportements atypiques, en particulier vis à vis de la propagation acoustique. Différents types de comportements inhabituels ont été mis en évidence : matériaux présentant des bandes interdites (bandes de fréquences dans lesquelles les ondes sont évanescentes) ; matériaux à indice de réfraction négatif [14], guides d'onde topologiques, matériaux au sein desquels la propagation se fait par modes de défaut [15], etc. Récemment, les activités de recherche sur les métamatériaux acoustiques et les cristaux phononiques ont fortement augmenté en lien avec le nombre élevé d'applications potentielles en ingénierie, la possibilité d'étudier des phénomènes de la mécanique quantique sur des plateformes analogues réalisées avec des métamatériaux acoustiques et le grand nombre de phénomènes physiques accessibles avec ce type de plateformes. Dans plusieurs de ces études, la mise en œuvre de maquettes et expériences s'avère être relativement simple. Dans le domaine de l'acoustique aérienne, par exemple, les techniques d'impression 3D permettent de fabriquer des structures complexes aisément et les transducteurs

nécessaires sont des microphones et haut-parleurs.

Concernant la recherche d'agilité dans les composants de type SAW, les travaux conduits sur les cristaux phononiques piézoélectriques ont montré qu'une commande électrique externe était une solution de contrôle très prometteuse. Au sein du groupe Acoustique de l'IEMN, l'étude des cristaux phononiques piézoélectriques ont débuté avec la thèse de Sébastien Degraeve soutenue en 2013 qui s'est intéressé aux cristaux phononiques piézoélectriques 1D constitués de barreaux séparés par des électrodes permettant d'imposer des conditions périodiques électriques au cristal. Ces conditions périodiques électriques provoquent l'ouverture de bandes interdites dans lesquelles la propagation d'ondes acoustiques est évanescence. Le type de condition électrique modifie la largeur et la fréquence centrale de ces bandes [16, 17]. La thèse de Clément Vasseur soutenue en 2017 a étendu cette recherche à d'autres systèmes tels que des plaques munies de réseaux d'électrodes. Ces travaux ont été poursuivis dans le cadre du projet ANR CRONOS (Cristaux phononiques pour filtres radio communication accordables, 2015-2017) cherchant à appliquer les résultats des travaux de Sébastien Degraeve à des dispositifs de type plaque puis à des dispositifs à ondes acoustiques de surface SAW pour lesquels des démonstrateurs préliminaires ont été réalisés[18].

L'étude des cristaux phononiques piézoélectriques macroscopiques présente des difficultés pratiques, liées en particulier à la confection de plaques, anneaux et barreaux piézoélectriques. En revanche les technologies de fabrication de dispositifs à ondes de surface telles que la photolithographie et le dépôt de métaux par évaporation sont bien maîtrisées. Ce type de composant présente une opportunité intéressante pour l'étude des cristaux phononiques piézoélectriques.

L'utilisation de la condition électrique des électrodes pour conférer une agilité aux dispositifs SAW n'a pas à ce jour été étudiée en détails pour deux raisons principales. D'une part, même si l'effet de la condition électrique des électrodes sur le coefficient de réflexion des miroirs SAW est bien connu, une partie importante de la réflexion est causée par la rupture d'impédance mécanique amenée par la présence des électrodes. D'autre part la recherche dans le domaine des dispositifs à ondes de surface aborde donc déjà de nombreuses questions en lien avec des besoins applicatifs identifiés. Les problématiques étudiées sont très diverses, incluant, par exemple, l'impact des modes transverses, la stabilité en température de leur réponse, l'intégration des dispositifs avec l'électronique RF, l'obtention de fréquences de fonctionnement plus hautes, la recherche de bandes passantes larges avec des pertes d'insertion très faibles, etc.

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'agilité apportée aux composants SAW par une modification de la condition électrique des métallisations périodiques des dispositifs. Le chapitre 1 présente une introduction du contexte dans lequel les travaux du manuscrit sont menés. Le chapitre 2 décrit les combinaisons substrat/métallisation choisies pour les fabrications ultérieures des dispositifs (métallisations en or sur niobate de lithium, choisies en fonction de la disponibilité des machines et procédés de fabrications dans la salle blanche de TRT à Palaiseau). Le niobate de lithium est un matériau bien connu et historiquement utilisé pour la fabrication de dispositifs SAW, il a été choisi en raison de son fort coefficient de couplage électromécanique.

Le chapitre 3 présente la conception d'un résonateur SAW simple port dont la fréquence de résonance peut être contrôlée en modifiant la condition électrique des miroirs formant la cavité. Les miroirs sont composés de métallisations périodiques qui peuvent soit être connectées à la masse, soit laissées sans connexion en condition de potentiel flottant. La condition électrique des électrodes est modifiée séquentiellement et le changement de la fréquence de résonance est discuté en analysant le résonateur comme une cavité de Fabry-Pérot. Pour analyser plus en détails l'effet de la condition électrique sur les électrodes, une méthode à validité restreinte est utilisée pour extraire le coefficient de réflexion des miroirs du résonateur à partir de l'admittance du résonateur calculée par éléments finis. Quelques résonateurs correspondant à différentes conditions électriques des miroirs sont fabriqués pour mettre en évidence la modification potentielle de la fréquence de résonance en fonction de la condition électrique. Ces résonateurs fabriqués sont figés, c'est-à-dire sans possibilité de commutation.

Dans le chapitre 4, à la différence du chapitre 3, les électrodes des miroirs sont connectées en peignes. Ce choix permet de réduire le nombre d'interrupteurs nécessaires pour commuter simulta-

nément un nombre élevé d'électrodes et alors changer la fréquence de résonance. Le groupement d'électrodes en peignes permet de voir la cavité résonante comme un dispositif constitué d'un certain nombre de ports électriques correspondant à chaque peigne. Une matrice d'admittance reliant les différents ports est calculée, ce qui permet d'étudier la réponse électrique de la cavité pour un nombre élevé d'états électriques des miroirs. En utilisant cette méthode, des résonateurs dont la fréquence de résonance peut être modifiée avec un ou deux interrupteurs sont conçus et fabriqués. Le changement de la fréquence de résonance du résonateur est mis en évidence expérimentalement pour deux géométries différentes.

Dans le chapitre 5, un filtre en échelle est conçu à partir des résonateurs commutables développés au chapitre 4. Des filtres figés (sans possibilité de commutation) correspondant aux différents états électriques des résonateurs sont fabriqués et testés. Ils mettent en évidence l'agilité potentielle des filtres à ondes de surface permis par la modification des conditions électriques. Des stratégies sont brièvement discutées pour réduire le nombre d'interrupteurs nécessaires pour réaliser des filtres en échelle agiles.

Enfin, dans le chapitre 6, la méthode utilisée dans le chapitre 4 pour calculer la réponse du résonateur pour différentes conditions électriques des miroirs et la méthode mise en œuvre au chapitre 3 pour extraire le coefficient de réflexion des miroirs à partir de la réponse du résonateur sont utilisées conjointement pour étudier la réponse des miroirs divisés en plusieurs peignes interdigités. Ces méthodes permettent de proposer de nouvelles pistes pour l'agilité des composants SAW.

Les travaux de ce manuscrit de thèse ont été menés dans le cadre du projet ANR ASTRID FORMOSA (Filtres phOnoniques Radiofréquences MicrO-uSinés Agiles 2019-2022). Ce projet fait suite aux travaux menés dans le cadre du projet CRONOS (2015-2017). Les sociétés AMCAD, Frec|n|sys et Thales Research and Technology sont les autres partenaires du projet FORMOSA.



# Chapitre 1

## Introduction, généralités et état de l'art

### Sommaire

---

<b>1.1 Généralités sur les architectures d'émission/réception et la modélisation de circuits RF . . . . .</b>	<b>26</b>
<b>1.2 Les ondes acoustiques de surface . . . . .</b>	<b>31</b>
<b>1.3 Cristaux phononiques accordables et méta-matériaux piézoélectriques . . . . .</b>	<b>45</b>
<b>1.4 Conclusion . . . . .</b>	<b>48</b>

---

Ce chapitre présente les généralités et les bases du sujet principal de ce manuscrit. Une première section décrit le contexte des circuits radiofréquences utilisés pour l'émission et la réception de signaux dans des dispositifs de télécommunications. L'objectif principal de ces travaux est d'améliorer ces systèmes en apportant une fonction d'agilité en fréquences aux sous-systèmes qui les composent, particulièrement les filtres. Une part importante de ces filtres sont des dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW). Ainsi la deuxième partie de ce chapitre présente les généralités sur les dispositifs SAW, l'état de l'art des substrats utilisés pour les fabriquer et les outils de modélisation existants pour les concevoir. Enfin, la troisième partie aborde le concept de cristal phononique piézoélectrique, concept qui sert de base pour apporter de l'agilité aux dispositifs SAW.



## 1.1 Généralités sur les architectures d'émission/réception et la modélisation de circuits RF

### 1.1.1 Brève Introduction

La différence cruciale entre les télécommunications et les schémas de communication filaire est l'étape de transmission des données qui est réalisée par le moyen d'ondes électromagnétiques qui se propagent sans support physique. Ces ondes sont émises/reçues par des antennes qui convertissent ce rayonnement électromagnétique en signaux qui se propagent dans le support physique des circuits d'émission/réception.

Le spectre électromagnétique est divisé en différentes bandes (i.e. figure 1.1) en fonction de l'application de télécommunication : wifi, bandes pour la communication militaire, bandes pour la communication cellulaire, radio grand public etc. Ces bandes sont des standards qui doivent être respectés par les utilisateurs de systèmes de communication sans fil. Chaque bande est généralement divisée en sous-bandes moins larges appelées canaux. Dans la codification de l'information dans les différentes bandes et canaux alloués pour la télécommunication, les signaux reçus par les antennes ne sont pas directement utilisables par les circuits numériques qui traitent l'information, par exemple des Smartphones, relais Wi-Fi, etc. Un ensemble de circuits et de fonctions est utilisé pour réaliser l'interface entre les systèmes qui traitent l'information et l'antenne qui sert à l'émission/réception. Cet ensemble reçoit souvent le nom de *Front-End* RF (la figure 1.2 présente un schéma de ce type de système).

### 1.1.2 *Front-End* RF standard et fonctions associées

Plusieurs architectures de *Front-End* RF existent en fonction du standard de communication utilisé, de la fréquence de fonctionnement et du dispositif utilisé pour traiter l'information. Dans la plupart des cas, tous les *Front-End* intègrent les mêmes fonctions basiques : amplification, conversion fréquentielle et filtrage [12].

Le spectre à la sortie de l'antenne (figure 1.2 a) contient tous les signaux captés par l'antenne. Seule une partie de cette information est utile pour le dispositif en sortie du *Front-End*. La figure 1.3 montre la réponse type d'un filtre passe-bande. La bande passante est centrée sur  $f/f_c = 1$  ( $f_c$  est la fréquence centrale de la bande passante). La transmission dans la bande doit être proche de 0 dB. La valeur de la transmission au centre de la bande est appelée pertes d'insertion et la différence entre le minimum et maximum de la transmission dans la bande est appelée « ondulation ». En général, la bande passante est délimitée par les points du spectre pour lequel la transmission est réduite de 3 dB par rapport aux pertes d'insertion. En dehors de la bande passante, on trouve la bande de réjection, dans laquelle le signal entre l'entrée et la sortie est quasiment bloqué. Le niveau maximal de la transmission dans la bande de réjection est appelé « réjection hors-bande ». Finalement, on appelle « bande de transition » la bande de fréquences entre la bande passante et la bande de réjection (cf. figure 1.3).

En sortie du couple filtre-amplificateur, le spectre du signal ne contient que l'information utile (figure 1.2 b). Une étape de conversion vers les basses fréquences est ensuite réalisée. Un oscillateur local est utilisé pour générer une sinusoïde (figure 1.2 c), qui est multipliée par le signal en sortie de l'amplificateur au niveau du circuit mélangeur. Le mélangeur est un circuit non-linéaire. Sa réponse non-linéaire crée des duplications du spectre pour différentes combinaisons de la fréquence de l'oscillateur local et le spectre utile en sortie de l'amplificateur. En sortie du mélangeur, on retrouve le spectre original ainsi qu'une copie du spectre utile à une fréquence plus basse (figure 1.2 d). Un filtre passe-bas est utilisé pour ne garder que le spectre converti à basses fréquences (figure 1.2 e). C'est ce signal qui est transmis au dispositif effectuant le traitement du signal.

# UNITED STATES FREQUENCY ALLOCATIONS

## THE RADIO SPECTRUM

**RADIO SERVICES COLOR LEGEND**

AMATEUR SERVICE	BROADCASTING SERVICE	NAVY COMMUNICATIONS
AMATEUR SATELLITE	COAST GUARD	NAVY COMMUNICATIONS SATELLITE
AMATEUR SATELLITE (Earth-to-space)	COAST GUARD (Earth-to-space)	NAVY COMMUNICATIONS SATELLITE (Earth-to-space)
AMATEUR SATELLITE (space-to-Earth)	COAST GUARD (space-to-Earth)	NAVY COMMUNICATIONS SATELLITE (space-to-Earth)
AMATEUR SATELLITE (space-to-Earth)	COAST GUARD (space-to-Earth)	NAVY COMMUNICATIONS SATELLITE (space-to-Earth)
AMATEUR SATELLITE (space-to-Earth)	COAST GUARD (space-to-Earth)	NAVY COMMUNICATIONS SATELLITE (space-to-Earth)

**ACTIVITY CODE**

Primary	Secondary	Earth-to-space	Space-to-Earth
Mobile	Fixed	Mobile	Fixed

**ALLOCATION USAGE DESIGNATION**

Mobile	Fixed	Mobile	Fixed
Mobile	Fixed	Mobile	Fixed

**U.S. DEPARTMENT OF COMMERCE**  
National Telecommunications and Information Administration  
Office of Spectrum Management  
FEDERAL COMMUNICATIONS COMMISSION

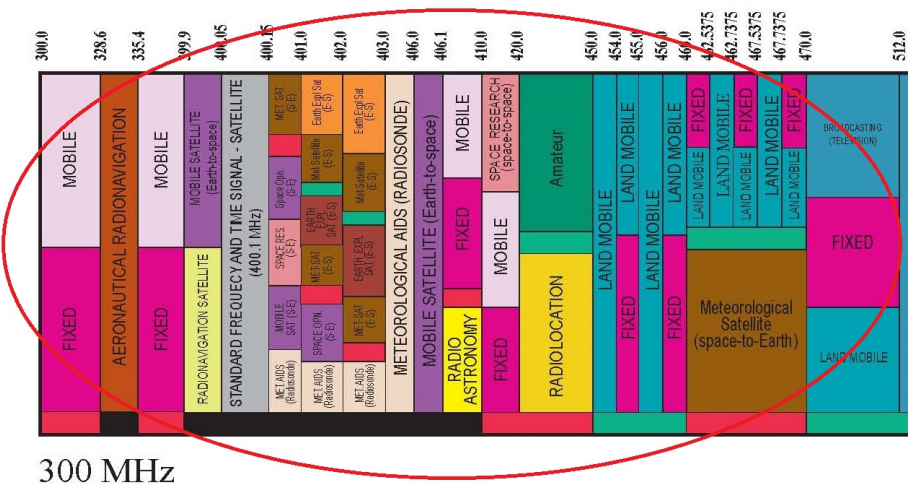
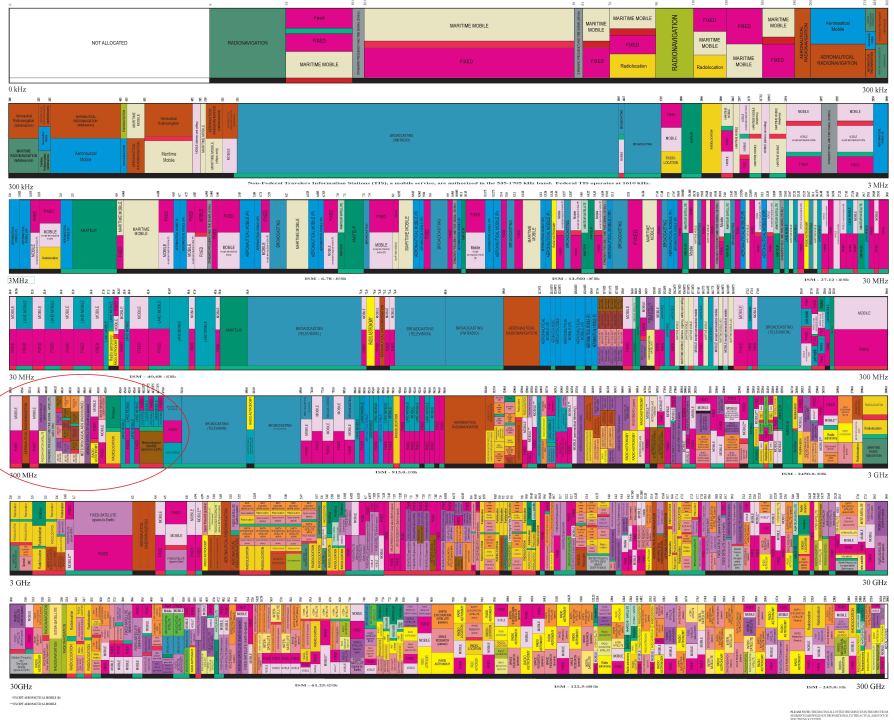


FIGURE 1.1 – Partition du spectre de fréquences pour les télécommunications aux US (2016).

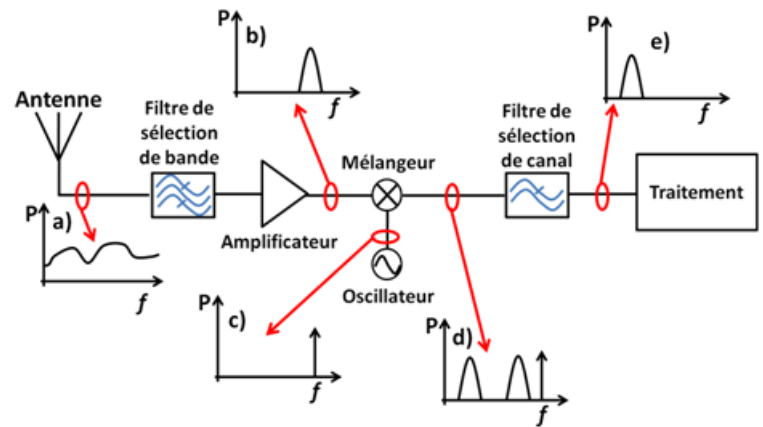


FIGURE 1.2 – Schéma d'un *Front-End* radio en réception et spectre du signal à différents niveaux du circuit (a-e).

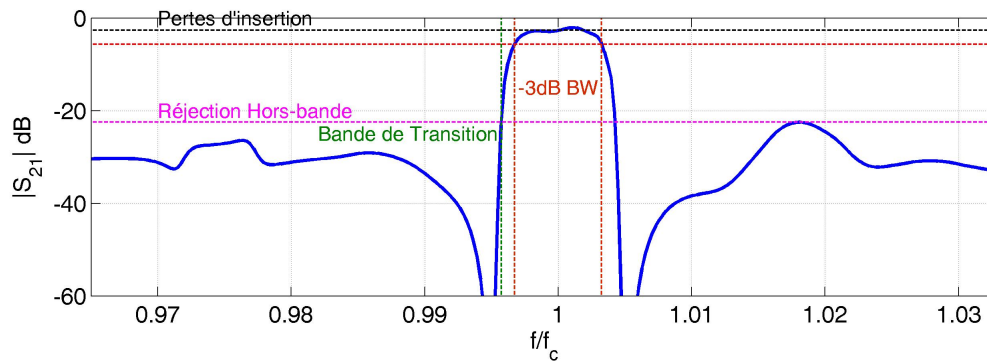


FIGURE 1.3 – Réponse type d'un filtre passe-bande.

Le *Front-End* choisi comme exemple est très simple mais le principe de fonctionnement est similaire pour l'ensemble des architectures, en réception et en émission. Au lieu d'une conversion basses-fréquences (*down conversion*) une conversion vers des hautes fréquences (*up conversion*) peut être utilisée. Plusieurs étapes d'amplification ou de filtrage peuvent être nécessaires. Les tendances actuelles des systèmes de télécommunications visent à une augmentation de la complexité des circuits de réception/émission. Il est nécessaire que les dispositifs (par exemple dans les téléphones portables) puissent adresser de plus en plus de bandes et canaux de communication. Dans le cas classique, des filtres à réponse spectrale figée sont utilisés. Un filtre est alors nécessaire pour adresser chaque canal et des interrupteurs permettent de modifier le canal d'écoute en modifiant le filtre qui est utilisé. Ceci entraîne une augmentation de la taille des circuits, des coûts de fabrication et de la consommation énergétique des *Front-End* RF. Une solution d'avenir à ces problèmes est de concevoir des filtres radiofréquences qui ne sont plus figés mais accordables. C'est dans cet objectif que les travaux de recherche de cette thèse sont réalisés.

Dans un article en 2015 pour la IEEE microwave magazine, Robert Aigner [19] a présenté une revue de la technologie requise pour l'évolution des *Front-End* RF pour l'avenir des télécommunications. Ses conclusions sont résumées dans la section suivante.

### 1.1.3 Cahier des charges de filtres agiles

Premièrement, il convient de définir l'agilité que l'on souhaite conférer aux filtres des circuits d'émission/réception. L'idéal est d'avoir un filtre dont la bande passante peut « glisser » en fréquence sans dégradation en fonction d'un signal de contrôle appliqué au filtre. De plus le signal RF devrait traverser le circuit toujours par la même voie, entrée/sortie. Dans cette définition, les filtres pour lesquels l'agilité nécessite un interrupteur ne sont pas « agiles ». Cette contrainte est partiellement relâchée dans ce manuscrit. Notre objectif principal est de réduire la taille des étages de filtrage du *Front-End* RF. Si un filtre agile nécessitant un interrupteur prend moins de place que deux filtres, ce filtre sera considéré comme agile et ayant une valeur ajoutée par rapport à la solution classique. L'agilité est mesurée par le *tuning range* c'est-à-dire la différence entre les fréquences centrales de bandes passantes la plus basse et la plus haute, et le *tuning ratio*, rapport entre les limites supérieure et inférieure du *tuning range*. Bien évidemment, les contraintes sur ces deux facteurs de mérite dépendent de la bande considérée et du reste du *Front-End*. Les efforts dans ce manuscrit se sont concentrés sur la conception d'un filtre accordable fonctionnant à une fréquence centrale voisine de 400 MHz. Une autre contrainte spécifique aux filtres agiles est le signal de contrôle. Plusieurs solutions pour rendre des filtres à ondes de volume et de surface agiles sont basées sur l'application d'un champ électrique externe pour modifier les propriétés de matériaux électrostrictifs. Pour générer un champ électrique assez élevé, des circuits supplémentaires de type convertisseur dc-dc peuvent être requis ce qui réduit l'intérêt de cette solution. Dans ce manuscrit, la méthode pour rendre les dispositifs SAW agiles nécessite uniquement des interrupteurs. Les circuits de

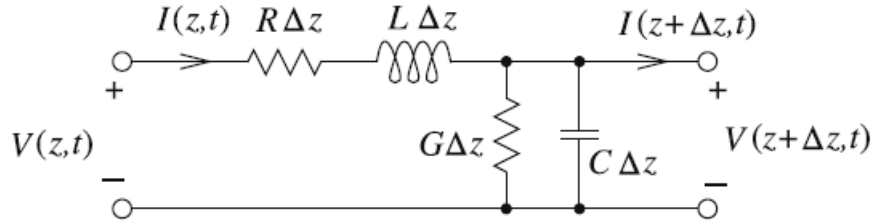


FIGURE 1.4 – Modèle circuit d'un tronçon infinitésimal de ligne [20].

contrôle devraient en théorie être moins complexes. Les autres contraintes associées aux filtres passe-bande sont plus classiques. Tout d'abord la taille des filtres ne doit pas être augmentée par rapport aux solutions classiques. Cette problématique ne sera pas abordée. En effet, l'intégration des interrupteurs, point essentiel pour évaluer l'encombrement total des filtres n'est pas abordée dans ce manuscrit. Les problématiques de linéarité et de puissance maximale acceptable qui sont intimement liées ne seront pas non plus traitées. La vitesse de commutation du filtre n'est pas non-plus considérée dans cette étape exploratoire.

Finalement, les contraintes retenues concernent la réponse du filtre, la largeur de la bande passante (qui dépend de la bande adressée, la largeur des canaux étant souvent exprimée en pourcentage de la fréquence centrale), les pertes d'insertion (dans l'état de l'art les pertes d'insertion pour filtres à ondes acoustiques sont entre 1,5 et 2,7 dB), l'impédance de port et les pertes par réflexion du filtre dans la bande passante. Cette dernière considération sera traitée plus en détails dans la section 1.1.4.

#### 1.1.4 Modélisation de circuits RF

Les divers paramètres cités ci dessus, et en particulier l'impédance de port et les pertes par réflexion, nécessitent d'introduire la modélisation des circuits radiofréquences. Les lignes qui transmettent des signaux électriques sont souvent couplées à leur environnement par proximité et peuvent également stocker de l'énergie. Ces effets peuvent être modélisés par éléments discrets (résistances, capacités, inductances). Une modélisation plus précise de la propagation du signal le long de la ligne est nécessaire quand la longueur d'onde du signal est du même ordre ou plus faible que la taille de la ligne. Dans ce cas, le potentiel et le courant électrique ne peuvent pas être considérés comme constants le long de la ligne. Une règle simple consiste à négliger les effets de la propagation si la longueur de la ligne est inférieure à un vingtième de la longueur d'onde [20]. Pour prendre en compte la propagation dans les lignes, chaque tronçon est modélisé par éléments discrets de taille infinitésimale (figure 1.4).

Ce modèle permet de définir les équations dites des télégraphistes

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(z, t)}{\partial z} &= -RI(z, t) - L \frac{\partial I(z, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} &= -GV(z, t) - C \frac{\partial V(z, t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

$R, G, L, C$  sont des constantes caractéristiques de la ligne. Dans le cas de champs harmoniques (un facteur  $e^{j\omega t}$  est omis dans la suite), il est possible de reformuler ces équations sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - \gamma^2 V(z) &= 0 \\ \frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} - \gamma^2 I(z) &= 0 \\ \gamma &= \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

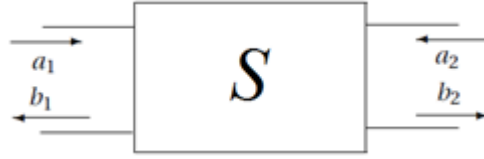


FIGURE 1.5 – Schéma d'un dispositif à deux ports décrit par une matrice  $S$ .

La solution de ces équations prend la forme d'ondes de tension et de courant qui se propagent dans des sens opposés ce qui démontre la nature propagative des signaux électriques.

$$V(z) = V^+ e^{-\gamma z} + V^- e^{\gamma z}; I(z) = I^+ e^{-\gamma z} + I^- e^{\gamma z}. \quad (1.3)$$

La grandeur  $\gamma$  est la constante de propagation des ondes dans la ligne. La partie réelle correspond à une atténuation et la partie imaginaire à un changement de la phase tout au long de la ligne. La norme de  $\gamma$  augmente avec la fréquence. Pour des fréquences élevées, ces effets devront nécessairement être pris en compte, en particulier dans l'étude des systèmes radiofréquences pour les télécommunications. Quand les effets de propagation doivent être pris en compte dans les circuits électriques, la notion d'impédance devient plus complexe. La tension et le courant deviennent une fonction de la coordonnée  $z$  qui décrit la position sur la ligne : l'impédance varie le long de la ligne.

Les filtres et autres dispositifs radiofréquences ont tous une impédance caractéristique. La connexion d'un dispositif à la ligne peut introduire une rupture d'impédance qui cause une réflexion partielle du signal. Dans le cas d'un filtre, ceci implique une réduction de la transmission. Il est donc important que l'impédance caractéristique du filtre soit accordée à celle des circuits environnants. Les circuits RF sont en général conçus pour présenter la valeur d'impédance standard  $50 \Omega$ . La notion des ondes de tension et de courant est utile pour modéliser la propagation du signal dans les circuits hyperfréquences. Néanmoins, pour étudier l'échange de puissance entre les éléments d'un circuit hyperfréquence, les ondes de puissance incidente ( $a_i$ ) et réfléchie ( $b_i$ ) sont plus utiles [21] :

$$a_i = \frac{V_i + Z_i I_i}{2\sqrt{\text{Re}(Z_i)}} \quad ; \quad b_i = \frac{V_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{\text{Re}(Z_i)}}. \quad (1.4)$$

Avec  $V_i$ ,  $I_i$  et  $Z_i$  qui correspondent à la tension, au courant et à l'impédance au niveau de chaque port du dispositif. Ces ondes de puissance sont définies pour que  $|a_i|^2$  corresponde à la puissance incidente sur le port  $i$ . Si l'impédance du dispositif auquel est connecté le port  $i$  n'a pas l'impédance optimale, une partie de cette puissance est réfléchie et correspond à  $|b_i|^2$ . La puissance absorbée par le dispositif (par exemple par le filtre) et qui est ensuite transmise ou dissipée est  $|a_i|^2 - |b_i|^2$ .

On introduit finalement la notion de paramètres  $S$ . Le paramètre  $S_{ij}$  est le rapport entre l'onde sortante au port  $i$  et celle incidente au port  $j$ . Dans le cas d'un élément à deux ports (quadrupôle, figure 1.5), on a

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \Big|_{a_k=0, k \neq j}.$$

Les paramètres  $S$  sont utilisés systématiquement dans la caractérisation des dispositifs hyperfréquences. Dans la modélisation des circuits RF, il est très commun d'utiliser des matrices pour représenter les différents éléments des circuits. Une représentation très pratique est ainsi la matrice chaîne ou matrice [ABCD], qui relie tensions et courants entre l'entrée et la sortie du composant. La figure 1.6 montre un schéma de deux composants de type quadrupôle pouvant être décrits par la matrice chaîne.

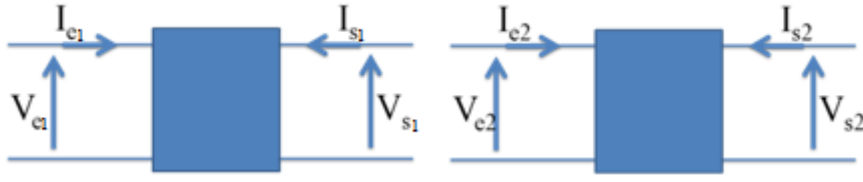


FIGURE 1.6 – Schéma de deux éléments circuits décrits par une matrice chaîne.

Cette matrice chaîne doit relier les tensions et les courants afin que la mise en cascade des quadripôles soit équivalente à la multiplication de leurs matrices. On définit donc les matrices des quadripôles de la figure 1.6 par :

$$\begin{bmatrix} V_{e1} \\ I_{e1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{s1} \\ -I_{s1} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} V_{e2} \\ I_{e2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{s2} \\ -I_{s2} \end{bmatrix}. \quad (1.6)$$

La connexion des deux éléments revient à imposer  $V_{s1} = V_{e2}$  et  $-I_{s1} = I_{e2}$ , et donc la relation entre  $V_{e1}, I_{e1}$  et  $V_{s2}, I_{s2}$  s'écrit

$$\begin{bmatrix} V_{e1} \\ I_{e1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{s1} \\ -I_{s1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{e2} \\ I_{e2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{s2} \\ -I_{s2} \end{bmatrix}. \quad (1.7)$$

Pour un élément en parallèle dont l'impédance est  $Z$ , il est possible de montrer que la matrice chaîne est

$$\begin{bmatrix} A_p & B_p \\ C_p & D_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{Z} & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

Pour un élément en série, la matrice s'écrit

$$\begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.9)$$

Pour analyser la performance des filtres, on utilise la matrice  $S$  qui relie les ondes de puissance entrantes et sortantes du dispositif à deux ports. Il est possible de calculer les paramètres de la matrice  $S$  à partir des paramètres de la matrice chaîne [22]. Les expressions qui permettent de calculer les paramètres  $S$  à partir de la matrice  $[ABCD]$  s'écrivent

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{AZ_{02} + B - CZ_{01}^* Z_{02} - DZ_{01}^*}{AZ_{02} + B - CZ_{01} Z_{02} - DZ_{01}} \\ S_{12} &= \frac{2(AD - BC)\sqrt{\operatorname{Re}(Z_{01})\operatorname{Re}(Z_{02})}}{AZ_{02} + B - CZ_{01} Z_{02} - DZ_{01}} \\ S_{21} &= \frac{2\sqrt{\operatorname{Re}(Z_{01})\operatorname{Re}(Z_{02})}}{AZ_{02} + B - CZ_{01} Z_{02} - DZ_{01}} \\ S_{22} &= \frac{-AZ_{02}^* + B - CZ_{01} Z_{02}^* + DZ_{01}^*}{AZ_{02} + B - CZ_{01} Z_{02} - DZ_{01}}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

$Z_{01}$  et  $Z_{02}$  sont les impédances de référence des ports 1 et 2.

## 1.2 Les ondes acoustiques de surface

Toutes les considérations explicitées dans la section précédente forment un cahier des charges assez contraignant pour la réponse des filtres (pertes d'insertion, largeur de bande-passante,



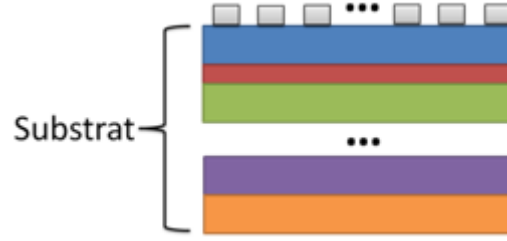


FIGURE 1.7 – Schéma d'un dispositif SAW constitué d'un substrat multicouche et métallisations.

réjection hors-bande etc.), qui doit être respecté pour une gamme de températures qui peut être assez large et dépend de l'environnement d'usage du *Front-End*. Les filtres à ondes acoustiques, de volume (BAW) et de surface (SAW), sont les technologies qui permettent de fabriquer des filtres suffisamment performants [19]. Dans ce manuscrit, on se concentre exclusivement sur des filtres à ondes acoustiques de surface, bien que des solutions existent dans la littérature pour rendre agiles les filtres à ondes de volume [23, 24].

### 1.2.1 Présentation générale des ondes acoustiques de surface

En général, les dispositifs à ondes acoustiques de surface sont composés de deux éléments principaux, schématisés sur la figure 1.7 : 1) le substrat qui sert de guide d'ondes et peut être composé de plusieurs couches d'épaisseur totale d'une dizaine à plusieurs dizaines de longueurs d'onde des ondes de surface. La couche supérieure du substrat est le plus souvent un matériau piézoélectrique qui permet de faire une conversion électromécanique des signaux. 2) des métallisations déposées sur le substrat qui permettent de coupler les signaux au substrat par effet piézoélectrique. Dans cette section, on présente les calculs utilisés pour déterminer les vitesses des ondes de surface pour un substrat avec une surface libre. La présence de métallisations sur la surface du substrat modifie la propagation des ondes de surface, et en particulier leur vitesse de propagation. Il est néanmoins utile d'étudier les substrats piézoélectriques sans électrodes sur la surface dans un premier temps pour voir s'ils ont des caractéristiques intéressantes. Pour ce faire, il est nécessaire de résoudre l'équation d'onde qui régit la propagation des ondes acoustiques dans le substrat. On considérera ici le cas simple d'un substrat piézoélectrique monocouche semi-infini. Les équations à résoudre sont la deuxième loi de Newton et l'équation de Poisson dans le substrat piézoélectrique qui ne contient pas de charges libres [25]. Avec la convention de sommation d'Einstein, on peut les écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} &= \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \\ \frac{\partial D_j}{\partial x_j} &= 0. \end{aligned} \quad (1.11)$$

$T_{ij}$  correspond à la contrainte mécanique,  $u_i$  au déplacement,  $\rho$  à la masse volumique du milieu et  $D_j$  au champ de déplacement électrique. La contrainte et le déplacement électrique sont donnés par les relations constitutives de la piézoélectricité au premier ordre, en utilisant une hypothèse de champ électrique quasi-statique grâce au fait que la vitesse des ondes mécaniques est très faible par rapport à celle des ondes électromagnétiques.

$$\begin{aligned} T_{ij} &= c_{ijkl}^E \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{ijk} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \\ D_i &= e_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} - \varepsilon_{ij}^S \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

$\varphi$  est le potentiel électrique ( $\nabla \varphi = -E_i$  avec  $E_i$  le champ électrique),  $c_{ijkl}^E$  est le tenseur des constantes de rigidité élastiques mesurées à champ électrique constant,  $\varepsilon_{ij}^S$  est la permittivité

diélectrique sous déformation constante et  $e_{ijk}$  est le tenseur de constantes piézoélectriques. Cela donne une équation d'onde pour le déplacement dans les 3 directions de l'espace et le potentiel électrique

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} &= c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{ijk} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} \\ 0 &= e_{ijk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} - \varepsilon_{ij}^S \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Les solutions sont des ondes planes avec différentes polarisations [25].

$$\begin{aligned} u_i &= u_i^o F \left( t - \frac{n_j x_j}{V} \right) \\ \varphi &= \varphi_o F \left( t - \frac{n_j x_j}{V} \right). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Toute fonction  $F$  est une solution de l'équation d'onde, avec  $n_j$  le vecteur qui définit la direction de propagation. La substitution des solutions en ondes planes dans l'équation d'onde permet de calculer  $V$  la vitesse et les constantes  $u_i^o$  et  $\varphi_o$  de huit ondes partielles en fonction de la direction de propagation. Comme dans un matériau purement élastique, on retrouve, en termes de polarisation des déplacements, une onde longitudinale, une onde quasi-transverse verticale, une onde quasi-transverse horizontale et une onde majoritairement « polarisée » en potentiel, ainsi que leur conjugués.

Pour obtenir une solution d'onde de surface, il est nécessaire de vérifier les conditions aux limites à la surface du substrat, c'est-à-dire dans le cas d'une surface libre, l'annulation des contraintes et de la composante normale du déplacement électrique (ou plutôt une composant normale égale à l'intérieur et l'extérieur du substrat :  $\Delta(D \cdot \vec{n})|_{interface} = Q = 0$ ), ainsi qu'une décroissance de l'amplitude de l'onde selon la profondeur. Peach [26] a proposé des conditions en fonction des ondes partielles qui permettent d'assurer l'existence d'ondes de surface pour un substrat piézoélectrique. Au lieu d'utiliser cette procédure pour étudier l'existence et les propriétés des ondes de surface, Reinhardt et al. [27] ont proposé une méthode adaptée pour étudier des empilements multicouches arbitraires pouvant inclure des couches piézoélectriques, métalliques, isolantes ou conductrices. Cette méthode consiste à réécrire le problème de propagation dans les matériaux comme un problème aux valeurs propres pour un vecteur d'état dont on impose la continuité entre les différentes couches. En plus d'être assez général, ce formalisme donne accès directement à la fonction de Green du substrat, qui relie en tout point de la surface les déplacements et les potentiels électriques aux contraintes et aux déplacements électriques. Par exemple, on définit la direction 2 comme la normale à la surface ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} u_i \\ u_j \\ u_k \\ \phi \end{bmatrix} = -\frac{1}{j\omega} [G] \begin{bmatrix} T_{2i} \\ T_{2j} \\ T_{2k} \\ -D_2 \end{bmatrix}. \quad (1.15)$$

La matrice  $G$  dépend de la vitesse des ondes (ou bien de leur lenteur  $s = 1/v$ ) et de la direction de propagation. La fonction de Green est extrêmement utile dans l'étude de la propagation d'ondes de surface sur un substrat. Peach utilise cette approche pour obtenir la condition d'existence des ondes de surface. Elle peut également être utilisée dans des méthodes à éléments de frontières (section 1.2.5.2) pour étudier des structures de taille finie. Il est également possible d'imposer les conditions aux limites sur les vecteurs de contraintes et de déplacement électrique pour étudier l'existence des ondes de surface au moyen de la matrice  $G$ , similairement aux méthodes classiques utilisant la permittivité effective de surface. En fonction des conditions aux limites choisies, il est possible de déterminer, grâce à  $G$ , la vitesse des ondes de surface. Zhang et al. ont, quant à eux développé une méthode similaire pour l'étude de multicouches qui fait allusion directement à la permittivité effective de surface [28]. La permittivité effective de surface est une grandeur qui



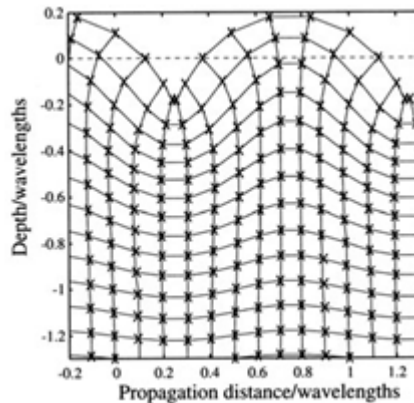


FIGURE 1.8 – Champs de déplacement d'une onde de Rayleigh d'après [29].

relie le potentiel et la charge à la surface du substrat et qui peut aussi être utilisée pour étudier la propagation des ondes de surface. La fonction de Green  $G$  est une description plus complète qui permet de relier aussi les déplacements et la contrainte normale aux variables électriques.

## 1.2.2 Les différents types d'ondes acoustiques de surface

La section précédente a présenté l'étude de la propagation des ondes de surface sur des substrats semi-infinis sans métallisations, et sans aborder les propriétés des différents types d'onde de surface. Lorsque l'existence d'une onde de surface respectant les conditions aux limites à la surface supérieure du substrat est garantie, les solutions peuvent être classées en fonction de leurs caractéristiques comme par exemple leur polarisation.

### 1.2.2.1 Ondes sur une surface libre

Dans cette section, on décrit les différents types d'onde de surface qui sont utilisées dans les dispositifs SAW [29]. Le cas le plus classique d'onde de surface est l'onde de Rayleigh, étudiée par Lord Rayleigh en 1885 [30]. Son déplacement est majoritairement normal à la surface. Cette onde résulte d'un couplage entre l'onde partielle longitudinale et l'onde partielle quasi-transverse à polarisation verticale.

L'amplitude du déplacement décroît exponentiellement selon la profondeur et la majorité de l'énergie est confinée à la surface du substrat. Un second type d'onde de surface peut remplir la condition aux limites de l'annulation de la contrainte pour une surface libre : les ondes transverses polarisées horizontalement par rapport à la surface. Quand cette onde partielle est couplée au potentiel électrique, cette onde est souvent nommée SH-SAW (*shear horizontal surface acoustic wave*). Le déplacement à la surface du substrat est majoritairement transverse horizontal et comme pour l'onde de Rayleigh, l'énergie est confinée à la surface du substrat (figure 1.9). Dans des substrats fortement piézoélectriques, ces ondes reçoivent parfois le nom d'ondes de Bleustein-Gulyaev [31].

Pour certains substrats et certaines directions de propagation, les ondes SH-SAW et Rayleigh ne sont pas complètement confinées à la surface du matériau mais couplées avec d'autres ondes partielles, ce qui provoque un rayonnement d'ondes de volume pendant la propagation. Ces ondes de surface dont l'énergie est rayonnée en ondes de volume sont appelées ondes de fuite (*leaky waves*). À cause du rayonnement, ces ondes subissent une atténuation durant la propagation. Néanmoins, pour certaines applications, elles peuvent être d'intérêt du fait de leur vitesse généralement plus élevée.

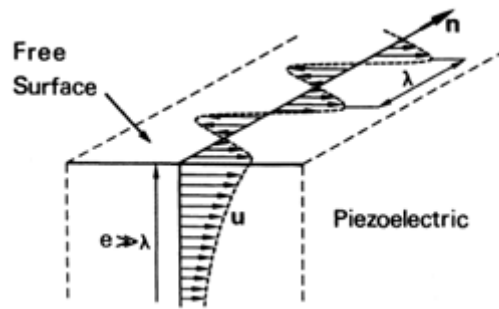


FIGURE 1.9 – Déplacement pour une onde SH-SAW d'après [25].

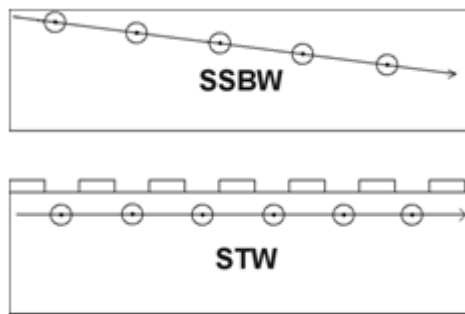


FIGURE 1.10 – Schéma de comparaison entre les ondes SSBW sur un substrat sans métallisation et le résultat d'une métallisation sur la surface d'après [31].

### 1.2.2.2 Ondes de surface spécifiques aux substrats multicouches et aux substrats métallisés

Certains types d'onde de surface sont spécifiques aux substrats multicouches et aux surfaces présentant des métallisations. Les ondes STW, Surface Transverse Waves [31] résultent du ralentissement d'un type d'onde de volume qui se propage près de la surface (SSBW, *Surface Skimming Bulk Wave*), à cause des métallisations. Cette diminution de la vitesse des ondes de volume permet de les guider à la surface et d'éviter leur rayonnement vers le substrat. La figure 1.10 montre schématiquement l'effet des métallisations sur le confinement des ondes STW. La flèche montre la direction de propagation de l'onde : sans métallisation, elle pointe vers le volume du substrat alors que la métallisation permet de confiner l'onde et rend sa propagation parallèle à la surface. Ce type d'onde a permis de réaliser des résonateurs présentant des facteurs de qualité très importants [32]. Les ondes de Love [33], ont également une polarisation horizontale par rapport à la surface qui résulte du confinement de l'onde dans une couche déposée sur la partie supérieure du substrat (figure 1.11).

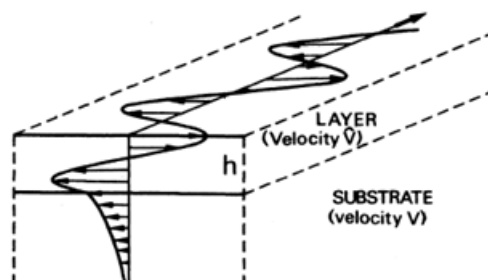


FIGURE 1.11 – Schéma de la propagation d'une onde de Love dans une couche guide sur un substrat d'après [25].

On considère maintenant le cas d'une couche mince piézoélectrique déposée sur un substrat

non-piézoélectrique. Une configuration constituée d'une couche de LiTaO<sub>3</sub> déposée sur un substrat de silicium a été fabriquée et caractérisée [34]. Le substrat proposé présente des propriétés très stables par rapport aux variations de température, une caractéristique recherchée pour concevoir des dispositifs à ondes de surface fonctionnant dans une large gamme de températures. Aucun nom spécifique n'a été attribué à ce type d'onde qui rentre dans la catégorie plus large des dispositifs TCSAW (*Temperature Compensated SAW*) [35]. Une autre solution permettant d'obtenir des substrats stables en température consiste à déposer une couche supplémentaire sur la partie supérieure du substrat et des métallisations. La figure 1.12 présente une configuration où une surcouche de silicium est déposée sur un substrat en niobate de lithium [36]. Une dernière ca-

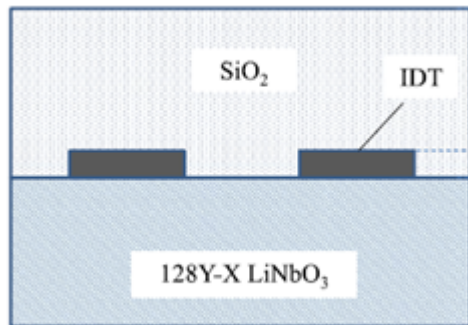


FIGURE 1.12 – Schéma d'une structure TCSAW, SiO<sub>2</sub> sur LiNbO<sub>3</sub> YXL/128° [36].

ractéristique possible du mode de surface, est le fonctionnement dit en mode piston [37]. Cette technique n'est pas spécifique aux dispositifs à ondes de surface, le même principe pouvant être utilisé dans des dispositifs à ondes de volume [38] ou de Lamb [39]. Pour expliquer le principe du mode piston, il est nécessaire de décrire un peu plus en détails les dispositifs. La figure 1.13

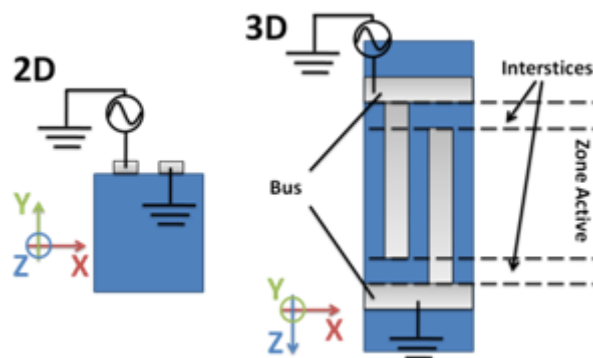


FIGURE 1.13 – Schéma de deux doigts d'un transducteur interdigité.

montre le schéma de deux doigts d'un transducteur interdigité (IDT). Ce type de transducteur est utilisé dans la plupart des dispositifs SAW pour exciter des ondes de surface. Des électrodes sont connectées de façon alternée à des bus métalliques, l'un étant utilisé pour injecter le signal et l'autre étant relié à la masse du système. L'alternance spatiale du potentiel électrique engendre une déformation du substrat piézoélectrique et donc une transformation du signal en une onde mécanique. Dans le cas idéal, le transducteur permet d'exciter des ondes qui se propagent dans un plan 2D. Néanmoins, il est nécessaire de réaliser des transducteurs avec des électrodes de taille finie dans la direction transverse au plan ( $z$  sur la figure 1.13). Un interstice séparant les électrodes des deux bus est nécessaire pour que le transducteur puisse efficacement exciter les ondes de surface. La vitesse des ondes de surface est différente dans la zone active qui présente des métallisations périodiques et dans les interstices sans métallisations. Cette différence de vitesse peut engendrer un guidage acoustique du mode de surface dans la zone active. Si les électrodes sont assez longues, des modes transverses de l'électrode peuvent également se propager et causer des ondulations

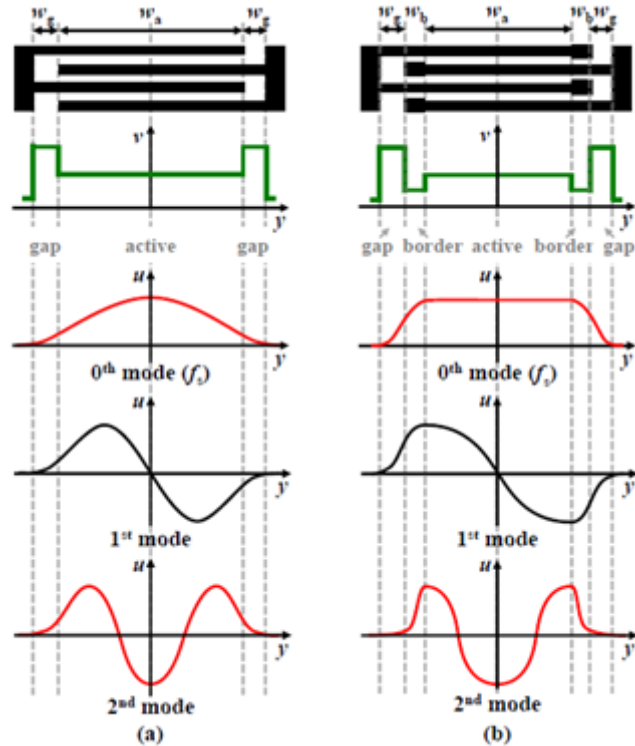


FIGURE 1.14 – Schéma d'un transducteur pour un résonateur à ondes de Lamb classique (a) et avec profil de vitesse modifié pour fonctionnement en mode piston d'après [39]. (b) la courbe verte présente le profil de vitesse et les courbes suivantes la forme du mode dans la direction transverse.

dans la réponse électrique des dispositifs SAW. La figure 1.14 a) montre le schéma d'un transducteur pour un résonateur à ondes de Lamb [39] ainsi que le profil de vitesse dans les différentes zones du transducteur et le profil du déplacement dans la direction transverse des modes 0, 1 et 2 des électrodes. La forme du mode 2 est telle que l'intégrale du déplacement électrique normal et donc la charge dans l'électrode n'est pas nulle ce qui le couple électriquement au transducteur. La figure 1.14 b) présente un transducteur modifié de façon à avoir un fonctionnement en mode piston, et les profils de vitesses et déplacements des modes. Avec cette modification la forme des modes pairs est modifiée de façon à annuler l'intégrale du déplacement électrique et donc de découpler électriquement le mode. Le mode 0 est à déformation constante dans la zone active, ce qui donne le nom au mode piston. C'est ce contrôle du profil de vitesse qui permet d'avoir le fonctionnement en mode piston des dispositifs à ondes acoustiques. Dans l'exemple de la figure 1.14, le profil de vitesse est modifié par l'ajout de métallisations aux bouts des électrodes du transducteur pour les ondes de Lamb. Zhang et al. [40] ont proposé une méthode pour obtenir un fonctionnement en mode piston basé sur le couplage des modes transverses causé par la couche supérieure en silicium d'une structure TCSAW.

### 1.2.3 Les dispositifs à ondes acoustiques de surface

La sensibilité des ondes de surface à l'environnement permet d'utiliser ces dispositifs comme capteurs par exemple de température [41] ou de pression [42], ainsi que pour des applications de micro-fluidique dans des systèmes *lab-on-chip* [43]. Dans cette section, on se limite à la présentation des dispositifs à ondes de surface utilisés pour le filtrage.

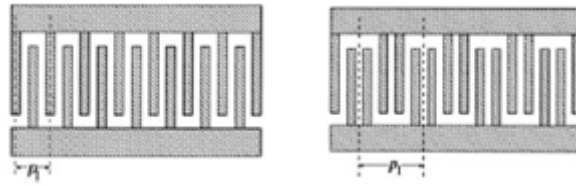


FIGURE 1.15 – Schéma d'un IDT classique et d'un *Split finger* IDT [44].

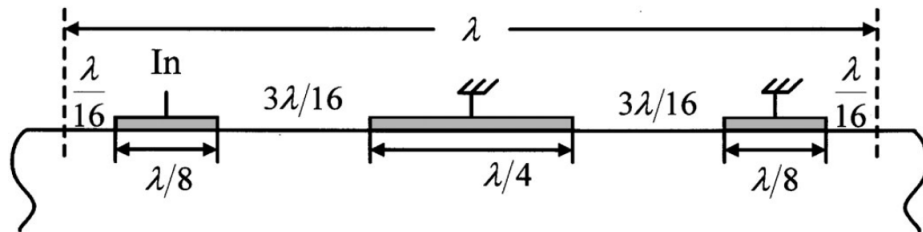


FIGURE 1.16 – Cellule EWC/SPUDT (*Electrode Width Control/SPUDT*) d'après [46].

### 1.2.3.1 Éléments constitutifs des dispositifs à ondes de surface

Tous les dispositifs à ondes de surface sont basés sur la conversion des signaux en ondes mécaniques à la surface d'un substrat piézoélectrique par l'intermédiaire d'un transducteur. Ces structures permettent le contrôle de la propagation des ondes par l'intermédiaire d'un transducteur qui convertit les ondes de surface en signaux électriques et de miroirs de Bragg qui confinent l'onde de surface ou contrôlent sa phase. Le type le plus simple de transducteur pour ces dispositifs à ondes de surface est le transducteur interdigité (IDT), présenté à la figure 1.13. Les électrodes sont intercalées de façon régulière. La géométrie est identique pour toutes les électrodes et la périodicité spatiale des métallisations est constante. L'alternance spatiale des champs électriques permet d'exciter les ondes de surface. On présente deux types spécifiques de transducteurs qui visent à améliorer la performance de l'IDT classique, le *Split finger* IDT [44] (figure 1.15) et les *Single Phase Unidirectional Transducer* (SPUDT) [45].

Le transducteur classique présente deux électrodes par période, l'une connectée au point chaud et l'autre à la masse. Le *Split finger* IDT est constitué de 4 électrodes par période. Deux électrodes sont connectées au point chaud et les deux autres à la masse. La périodicité spatiale de l'excitation est égale à celle de l'IDT classique alors que la période mécanique est divisée par deux. Cette structure permet de réduire la réflectivité des doigts du transducteur à la fréquence fondamentale. Dans le cas classique, les réflexions des doigts du transducteur doivent être prises en compte dans la conception ce qui peut rendre le processus plus complexe. L'IDT classique et le *Split finger* IDT excitent des ondes de surface qui se propagent depuis le centre vers l'extérieur, vers la gauche et la droite. Dans certaines applications, il est préférable d'émettre les ondes dans une seule direction, pour concentrer la puissance rayonnée. Dans les SPUDT, la géométrie des doigts du transducteur est modifiée pour privilégier la propagation des ondes de surface dans une seule direction. La figure 1.16 présente une cellule d'un type de SPUDT basé sur la modification de la largeur des doigts du transducteur d'après [46].

L'inconvénient de ces 3 types de transducteurs est l'étroitesse de leur bande de fréquences de fonctionnement, autour de la fréquence de Bragg liée à la périodicité des métallisations. Des solutions existent pour élargir la bande de fonctionnement, comme les transducteurs en éventail [47, 48] (1.17 a)) et les transducteurs *Chirp* [49] (1.17 b)). Dans les deux cas, la périodicité des métallisations est modifiée progressivement dans le transducteur, dans la direction transverse à la propagation pour les transducteurs en éventail et dans la direction de la propagation pour le transducteur *Chirp*. Tous les transducteurs décrits ont en général la même efficacité pour exciter et

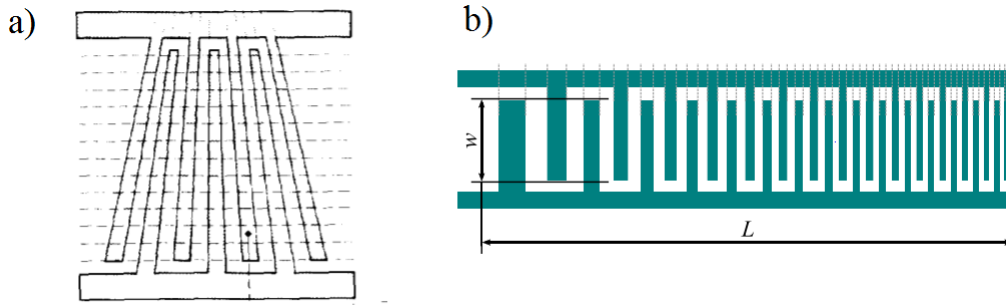


FIGURE 1.17 – Exemple de transducteurs en éventail ( a), d'après [47]) et *Chirp* ( b) d'après [50])

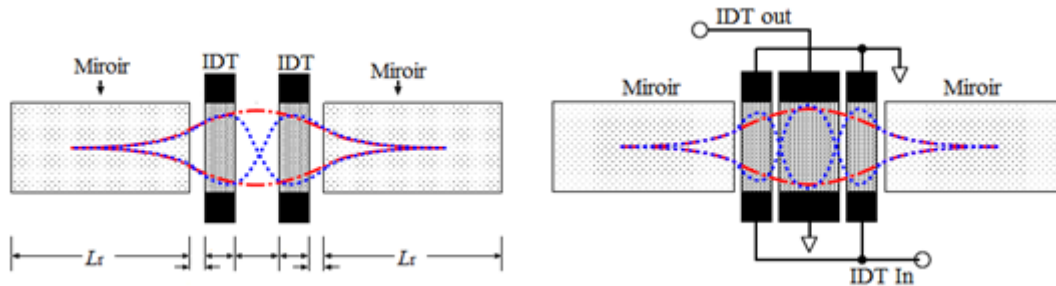


FIGURE 1.18 – Schéma d'un filtre DMS à deux (gauche) et trois (droite) ports d'après [51].

pour recevoir des ondes de surface.

Les structures utilisées pour contrôler la propagation des ondes de surface sont des métallisations périodiques, qui causent une rupture de l'impédance mécanique de la surface et donc une réflexion des ondes. La présence des métallisations modifie également la vitesse de propagation par rapport à une surface libre et permettent ainsi de contrôler la phase des ondes.

### 1.2.3.2 Filtres standards à ondes acoustiques de surface

Dans la littérature, plusieurs types de structures sont utilisés pour réaliser des filtres à ondes de surface. Dans la plupart des cas, ils sont basés sur la conception de cavités résonantes. Pour réaliser un filtre, il faut coupler les cavités résonantes. Il est possible de les coupler avec une connexion électrique pour réaliser des filtres en échelle et en treillis. Il est également possible de les coupler acoustiquement pour réaliser des filtres DMS (*Double Mode SAW*) et TCRF (*Transversely Coupled Resonator Filter*). Dans le cas des filtres en échelle ou en treillis, des résonateurs à base de SAW sont utilisés comme éléments d'impédance et connectés électriquement de façon à réaliser la bande passante. Les résonateurs SAW sont étudiés dans les chapitres 3 et 4, et ce type de filtre est étudié dans le chapitre 5.

Dans les filtres DMS (*Double-mode SAW*) [51], une cavité est conçue de façon à supporter plusieurs résonances ou modes résonants. C'est au voisinage des fréquences où ces modes sont présents qu'il est possible de transférer la puissance entre l'entrée et la sortie du filtre. La figure 1.18 montre deux schémas de filtres DMS à deux et trois ports [51]. La cavité est réalisée par deux miroirs de Bragg, et contient les transducteurs qui permettent d'exciter et recevoir des ondes de surface. Les paramètres géométriques des électrodes ainsi que les différentes séparations entre les miroirs et transducteurs sont modifiées de façon à exciter deux modes de la cavité à des fréquences proches. On obtient la bande passante du filtre entre ces deux fréquences. Un troisième type de filtre résonant à ondes de surface est le TCRF (*Transversely coupled resonator filter*). Comme pour le filtre DMS, ce filtre repose sur l'excitation de deux modes de la cavité mais utilise des transducteurs couplés de façon transverse à la propagation (figure 1.19) [52].

Dans le cas de filtres en échelle, les résonateurs sont associés électriquement. La section

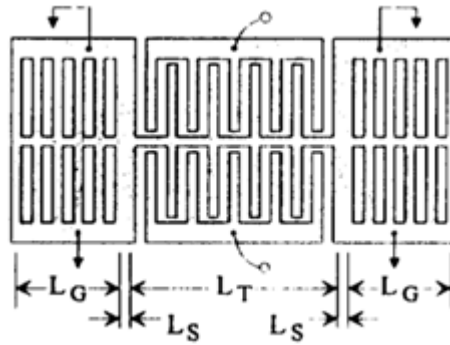


FIGURE 1.19 – Schéma d'un filtre résonant à couplage transverse d'après [52].



FIGURE 1.20 – Cellules en « L » et en « L inversé ».

suivante présente les différentes connexions électriques qui sont souvent utilisées pour réaliser la bande passante.

#### 1.2.4 Généralités sur les filtres en échelle : cellules en L, L inversé, Pi, T et pont.

Dans cette section, les différentes cellules pouvant être utilisées dans des filtres en échelle sont étudiées. L'association de résonateurs la plus simple pour réaliser un filtre passe-bande est une cellule en « L » ou en « L » inversé (Fig. 1.20)

Les cellules en « L » et « L inversé » ont un fonctionnement identique. Elles reposent sur des résonateurs pour lesquels la résonance (zéro d'impédance) précède en fréquence l'antirésonance (pôle d'impédance). Les résonateurs en parallèle  $Z_1$  et en série  $Z_2$  sont conçus de façon à ce que la résonance de  $Z_2$  coïncide avec l'antirésonance de  $Z_1$ . Par conséquent, pour cette fréquence, la branche parallèle se comporte comme un circuit ouvert, la branche série comme un court-circuit, et le signal est transmis. À l'inverse, à la fréquence de résonance de  $Z_1$ , l'impédance de la branche  $Z_1$  est fortement réduite ce qui induit une réduction de la transmission (paramètre  $S_{21}$ ). Ainsi, un minimum de transmission est obtenu avant l'entrée de la bande passante. De façon similaire, à la fréquence d'antirésonance de  $Z_2$ , l'impédance de la branche série est haute et un minimum de transmission est donc obtenu au-delà de la sortie de la bande passante.

La figure 1.21 présente les cellules en « Pi » et en « T » qui peuvent être vues comme des variations des cellules en « L » et « L inversé ». Une autre configuration de cellule possible est la cellule en « treillis » ou en pont (figure 1.22). Le problème principal des filtres SAW en échelle est une mauvaise réjection en bande d'arrêt. À ces fréquences, les peignes interdigités ne peuvent pas exciter des ondes de surface et les éléments SAW agissent comme des capacités. Il est donc

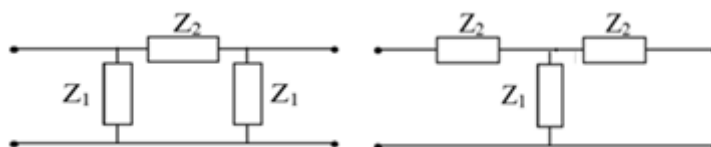


FIGURE 1.21 – Cellules en « Pi » et en « T ».

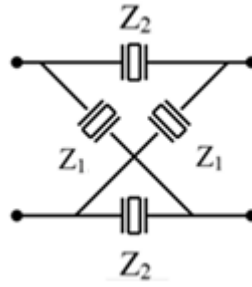


FIGURE 1.22 – Cellule en pont ou en « treillis ».

nécessaire de connecter un nombre élevé de cellules pour que l'élément en échelle puisse bloquer la transmission. La cellule en pont proposée par Heighway, Kondratiev et Plessky [53] est conçue de façon à équilibrer les capacités statiques des deux branches pour bloquer le signal hors bande. Dans la gamme de fréquences où l'apport des ondes de surface à la réponse des résonateurs est important, le pont n'est plus équilibré et une transmission du signal apparaît entre l'entrée et sortie du pont.

### 1.2.5 Modélisation de dispositifs à ondes acoustiques de surface

Dans cette section, on présente une revue des différentes méthodes de simulation pour les dispositifs à ondes de surface. Ces modèles présentent chacun un compromis en termes de vitesse de simulation, complexité et précision des modèles. Les modèles les plus couramment utilisés pour la simulation rapide et l'optimisation sont phénoménologiques et basés sur la mise en cascade de matrices qui permettent de décrire chaque élément du dispositif et de les connecter acoustiquement et électriquement. Ils sont présentés dans une première partie. Des améliorations existent pour augmenter la précision de ce type de modèles et ajouter des effets complexes comme la conversion de modes ou les modes transverses. Ces modèles avancés nécessitent souvent une démarche de caractérisation et de correction préalables à leur utilisation pour l'optimisation. Leur avantage est leur rapidité. Les méthodes de simulation par éléments finis, présentés dans une seconde partie, prennent en compte tous les effets physiques pertinents mais le temps de calcul est beaucoup plus élevé que pour les modèles phénoménologiques.

#### 1.2.5.1 Modèles phénoménologiques : représentation par matrice $P$

Les méthodes de simulation rapide présentées dans cette section sont basées sur une représentation matricielle des sous-parties des dispositifs. Ces matrices qui relient les grandeurs entre les entrées et sorties des sous-parties sont ensuite assemblées pour calculer la réponse du dispositif complet.

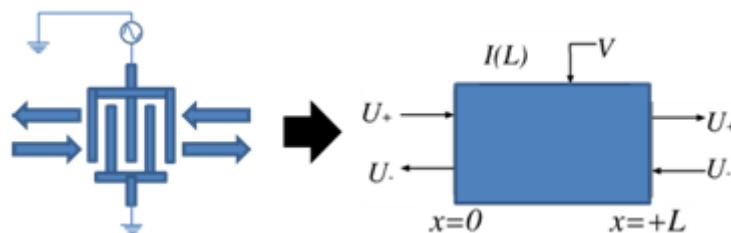


FIGURE 1.23 – Schéma de la cellule utilisée pour représenter un transducteur par une matrice  $P$ .

La figure 1.23 présente la cellule utilisée pour représenter un transducteur avec une matrice  $P$ . Chaque cellule présente deux ports acoustiques (à gauche et à droite). Sur chaque port, on a une



onde qui se propage vers la droite ( $U_+$ ) et une onde qui se propage vers la gauche ( $U_-$ ). Finalement, on a un port électrique qui relie le potentiel ( $V$ ) et le courant ( $I$ ) qui rentre dans le transducteur. Pour un transducteur qui n'a pas de direction préférentielle pour l'excitation des ondes (contrairement aux SPUDT, ou des substrats/métallisations présentant l'effet NSPUDT [54, 55]), la matrice qui relie ces différentes grandeurs est la suivante :

$$\begin{bmatrix} U_-(0) \\ U_+(L) \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} \\ p_{12} & p_{22} & p_{23} \\ -\chi p_{13} & -\chi p_{23} & p_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_+(0) \\ U_-(L) \\ V \end{bmatrix}. \quad (1.16)$$

Les grandeurs  $U_+$  et  $U_-$  sont des scalaires qui sont normalisés pour que leur amplitude soit reliée à la puissance des ondes acoustiques. Le facteur " $\chi$ " dépend de la définition des différents champs. Il vaut 2 si  $U_+$ ,  $U_-$ ,  $V$  et  $I$  sont définis par leur amplitude crête-crête et 4 s'il s'agit de leur valeur RMS. La partie réelle du paramètre  $p_{33}$  est la conductance de rayonnement  $G_a$  et sa partie imaginaire la susceptance de rayonnement  $B_a$ .

Des relations supplémentaires entre les différents éléments de la matrice peuvent être établies en utilisant certaines hypothèses. Pour des IDT symétriques fabriqués sur substrats réciproques (propagation égale dans les deux sens),  $p_{11} = p_{22}$  et  $p_{13} = p_{23}$ . Si l'hypothèse d'un système sans pertes est utilisée (système unitaire), il est possible de démontrer les relations suivantes [56] :

$$\begin{aligned} |p_{11}|^2 + |p_{12}|^2 &= |p_{22}|^2 + |p_{21}|^2 = 1 \\ |p_{12} \pm p_{11}| &= 1 \\ p_{11}(p_{13})^* + p_{12}(p_{23})^* + p_{13} &= 0 \\ Re(p_{33}) &= \chi |p_{13}|^2 \end{aligned} \quad (1.17)$$

et de définir l'angle

$$\phi_{\pm} = \angle(p_{12} \pm p_{11}). \quad (1.18)$$

Ainsi les équations 1.17 peuvent être combinées pour obtenir

$$(p_{13})^2 = -|p_{13}|^2 e^{j\phi_+}. \quad (1.19)$$

$\phi_+$  correspond à la phase de transmission effective entre les deux côtés du transducteur quand la réflexion interne due aux doigts ne peut pas être négligée et au niveau des ports les champs des deux côtés sont en phase. Pour  $\phi_-$  ils sont en opposition de phase [56]. Pour faire la simulation des composants SAW, des matrices  $P$  décrivant chaque sous-partie du dispositif (transducteurs, miroirs, sections du substrat sans métallisation ou complètement métallisées) sont calculées et ensuite mises en cascade. Après assemblage de la matrice décrivant le dispositif complet la réponse électrique du dispositif est extraite. Le procédé de mise en cascade est décrit plus en détails à l'annexe A (équation A.21).

Cette méthode sous-entend le calcul des  $p_{ij}$  de la matrice 1.16. Deux approches principales sont rapportées dans la littérature pour calculer ces paramètres : la méthode de la matrice mixte [45, 57] et la méthode de couplage de modes (COM) [58-60]. La méthode COM est discutée plus en détails dans l'annexe A. Plusieurs expressions résultantes de l'analyse par la méthode COM seront utilisées dans les chapitres 3, 4 et 6.

Dans les deux approches, une expression analytique de l'admittance d'un transducteur périodique de taille infinie est dérivée. Cette expression dépend de plusieurs paramètres qui doivent être identifiés pour chaque géométrie d'électrodes pour permettre de calculer ensuite les  $p_{ij}$ . Pour identifier ces paramètres, il est nécessaire de connaître l'admittance par une autre méthode, il est possible par exemple de fabriquer des transducteurs très longs pour les caractériser expérimentalement (mesure d'admittance), ou de faire une simulation du transducteur périodique infini (et de calculer le rapport  $I/V$ ). Une fois l'admittance obtenue, un ajustement de la valeur des paramètres est réalisé pour obtenir un bon accord entre l'admittance et l'expression analytique.

Dans la littérature, une approche pour simuler le transducteur périodique infini utilisant un développement en ondes planes (*Plane Wave Expansion Method*, PWEM) a été proposée [61, 62]. Des séries de Fourier avec un nombre limité de termes  $y$  sont utilisés pour représenter les structures périodiques. Des solutions des équations de propagation sont ensuite recherchées en termes d'ondes de Bloch.

L'alternative à ces méthodes est la simulation par éléments finis. On utilisera dans l'essentiel de ce manuscrit la simulation par éléments finis pour calculer la réponse des dispositifs SAW. Néanmoins on profitera aussi des expressions de la méthode COM et la représentation par matrice P pour faire l'analyse du fonctionnement des dispositifs. En particulier les expressions A.19 calculées à partir des équations de la méthode COM et les relations entre les éléments de la matrice P (équations 1.17).

### 1.2.5.2 Modèles éléments finis

La méthode des éléments finis (EF) est sans doute la méthode la plus fiable pour calculer la réponse électrique de dispositifs SAW de taille finie. Cette méthode de simulation peut néanmoins s'avérer extrêmement longue et nécessiter des ressources numériques (puissance de calcul, mémoire) prohibitives. La plupart des travaux de ce manuscrit ont été réalisés en utilisant la simulation par éléments finis des dispositifs. Cette section présente un historique, et un état de l'art des modèles EF pour la simulation de dispositifs à ondes de surface. Dans les méthodes appelées FEM/BEM (Finite element method/Boundary element method) [63-65], le problème mécanique dans les électrodes est discrétisé par éléments finis et le substrat est modélisé par une fonction de Green (1.15), ce qui permet de limiter le maillage. Ce type de méthode peut décrire des transducteurs de taille finie [64], et des structures périodiques à géométrie quelconque [66] (pour simuler des SPUDT par exemple). Des simulations 3D avec cette méthode sont possibles en utilisant la fonction de Green du substrat en 2 dimensions [67]. L'inconvénient de ce type de méthode est la difficulté d'évaluer les intégrales de la fonction de Green inhérentes à la méthode des éléments de frontière. La fonction de Green présente des pôles (et donc des fréquences) au voisinage desquels sa variation est très rapide ce qui complique l'évaluation numérique des intégrales. Pour calculer ces intégrales, il est possible de séparer la contribution des pôles du reste de la fonction de Green et de calculer leur contribution de façon analytique. Ceci nécessite néanmoins une caractérisation au préalable de la réponse du substrat.

L'alternative aux méthodes FEM/BEM est la simulation directe des dispositifs SAW par éléments finis. Cette simulation ne nécessite pas de traitement particulier. Les logiciels de simulation par éléments finis commerciaux sont en général adaptés à la modélisation de dispositifs à ondes de surface. La principale limitation est bien évidemment le temps de calcul et la place mémoire nécessaire. Les dispositifs à ondes de surface sont souvent composés d'au moins une centaine d'électrodes qui doivent être finement maillées. Il est également nécessaire de discrétiser le substrat assez finement si on souhaite capturer l'éventuelle conversion du mode de surface en ondes de volume. La taille du problème reste importante même s'il est possible d'utiliser des PML (*Perfectly Matched Layer*) pour limiter la taille du domaine de simulation. Pour remédier à ce problème, Koskela et al. ont développé la méthode de cascade hiérarchique des éléments finis [68, 69]. Dans cette méthode, on tire avantage des motifs périodiques composant les dispositifs à ondes de surface. Le domaine de simulation est décomposé en sous-parties de taille réduite et les motifs périodiques sont identifiés quand cela est possible (figure 1.24). Pour les dispositifs composés de cellules qui se répètent, le maillage de chaque cellule n'est réalisé qu'une seule fois. Le maillage et la projection des équations dans la base des éléments finis fournissent une matrice qui relie les sollicitations aux degrés de liberté dans chaque nœud du maillage. Au lieu d'assembler une matrice éléments finis qui contient les degrés de liberté de chaque cellule, la matrice de chaque cellule est condensée de façon à éliminer tous les degrés de liberté internes pour ne conserver que les degrés de liberté associés aux frontières de la cellule. Ces matrices sont ensuite mises en cascade pour obtenir une matrice du dispositif complet de taille réduite. Cette méthode de cascade hiérarchique permet

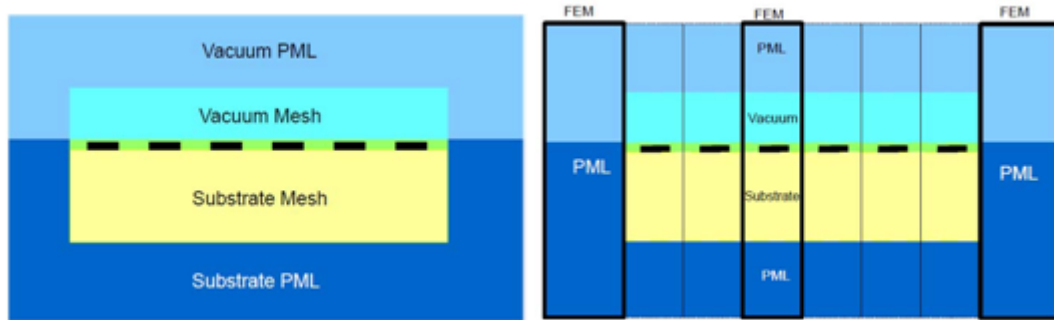


FIGURE 1.24 – Schéma de la division du domaine de simulation pour un dispositif à ondes de surface en sous-parties répétées [68].

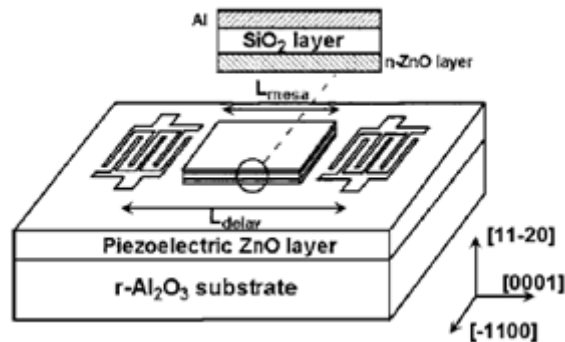


FIGURE 1.25 – Schéma d'un système utilisé pour démontrer le contrôle de la vitesse de propagation des SAW en utilisant l'effet acousto-électrique d'après [6].

de réduire drastiquement le temps de calcul de la réponse des dispositifs à ondes de surface tout en conservant une description complète de la physique du problème, contrairement aux modèles phénoménologiques.

Solal et al. ont utilisé cette méthode pour simuler des dispositifs 3D [70]. Hashimoto et al. [71] ont également mis en œuvre cette méthode pour simuler des dispositifs à ondes de surface mais aussi pour étudier des problèmes plus fondamentaux tels que la dispersion des ondes de surface dans la discontinuité d'une structure infiniment périodique [72] et le comportement des modes transverses des électrodes [73]. La méthode de cascade hiérarchique des éléments finis est actuellement l'outil de pointe pour la simulation de dispositifs à ondes de surface.

### 1.2.6 Mécanismes d'agilité pour dispositifs SAW

En lien avec la problématique des résonateurs et filtres agiles, présentée dans la première section de ce chapitre, cette partie présente les solutions existantes pour le contrôle de la fréquence de fonctionnement des dispositifs à ondes de surface. Ces solutions peuvent être classées en trois catégories majeures :

1. La perturbation des conditions aux limites.
2. La perturbation des propriétés du substrat.
3. L'utilisation de circuits externes ou la modification de la connectique.

Dans la première catégorie, on retrouve de nombreux travaux qui utilisent l'effet acousto-électrique [4-10] pour contrôler la vitesse de propagation des ondes [6]. Dans l'exemple de la figure 1.25, les IDTs utilisés pour exciter et recevoir les ondes, sont séparés par une structure multicouche métal (Al)/isolant ( $\text{SiO}_2$ )/semi-conducteur ( $n\text{-ZnO}$ ) déposée sur le substrat. Le champ électrique qui accompagne les ondes de surface interagit avec les charges libres du semi-conducteur, ce qui cause

une modification de la vitesse de propagation et une atténuation de l'onde. L'application d'une tension au niveau de l'électrode en aluminium permet de réguler le nombre de charges libres dans le semi-conducteur et ainsi de contrôler la modification de la vitesse de propagation (changement de la vitesse de propagation jusqu'à environ 0,9%).

Dans la deuxième catégorie, les propriétés du substrat sont modifiées par l'application d'un champ externe. Des substrats multicouches incluant des couches piézoélectriques et des couches dont les propriétés dépendent du champ magnétique externe permettent de modifier la fréquence de résonance d'un résonateur à ondes de surface (-1,2%), et la vitesse de propagation dans le multicouche (changement de vitesse de 0,2%) [2, 3]. De même, un résonateur à ondes de surface sur un substrat électrostrictif contrôlé par un champ électrique externe a été proposé par Alzuaga et al. (modification de la fréquence de résonance de 0,7% avec un facteur de qualité  $Q = 2450$ ) [1]. Dans la troisième catégorie, les travaux les plus avancés sont ceux d'Hashimoto et al. [11, 12], qui associent des résonateurs à ondes acoustiques de surface avec des capacités contrôlées en tension. À la différence des deux autres catégories, ces solutions ne sont pas basées sur la modification de la propagation des ondes de surface.

### 1.3 Cristaux phononiques accordables et méta-matériaux piézoélectriques

Dans ce manuscrit, une nouvelle approche est proposée pour apporter de l'agilité aux dispositifs à ondes de surface basée sur le concept de méta-matériaux piézoélectriques ou de cristaux phononiques piézoélectriques. Des travaux récents à l'IEMN ont été menés pour développer des cristaux phononiques piézoélectriques à réponse commandable. Une brève introduction sur les cristaux phononiques ainsi que les résultats récents concernant les cristaux phononiques piézoélectriques sont présentés dans cette partie.

#### 1.3.1 Cristaux phononiques

Un cristal phononique fait référence à des structures mécaniques présentant une périodicité [74]. Le pionnier dans l'étude des cristaux phononiques a été Léon Brillouin, avant que le terme ne soit inventé [75]. Dans l'étude des cristaux phononiques, l'analyse est souvent basée sur le diagramme de dispersion ou diagramme de bandes, concept bien connu en électronique et en photonique [76]. Le diagramme de dispersion d'une structure présente la relation entre la fréquence et le nombre d'onde pour une direction donnée du vecteur d'onde (ou plus généralement sur un chemin donné dans l'espace de ces vecteurs). Dans les milieux homogènes et non-dispersifs, la relation entre le nombre d'onde et la fréquence est linéaire. Mais, dans la plupart des milieux réels, cette relation est plus complexe. Dans le cas particulier des cristaux phononiques, le diagramme de dispersion contient des bandes dites interdites, bandes de fréquences dans lesquelles les ondes sont évanescentes. Ces bandes interdites sont liées à la périodicité mais également aux divers matériaux et arrangements de la structure périodique. Dans le cas le plus classique, ce résultat implique qu'au niveau de la relation de dispersion, dans une gamme de fréquences donnée, le nombre d'onde correspondant n'est pas purement réel mais présente une partie imaginaire, ce qui induit l'évanescence des ondes. Plusieurs mécanismes causent l'apparition de bandes interdites [74].

La figure 1.26 présente la courbe de dispersion d'une chaîne diatomique de masses reliées par des ressorts. Le nombre d'onde en abscisse et la fréquence en ordonnée sont normalisés. La ligne pleine présente la partie réelle et la ligne en pointillé la partie imaginaire du nombre d'onde. Autour de la fréquence réduite égale à 1, la courbe de dispersion est caractéristique d'une bande interdite de Bragg : la partie imaginaire du nombre d'onde traduit l'évanescence des ondes dans la direction de propagation.

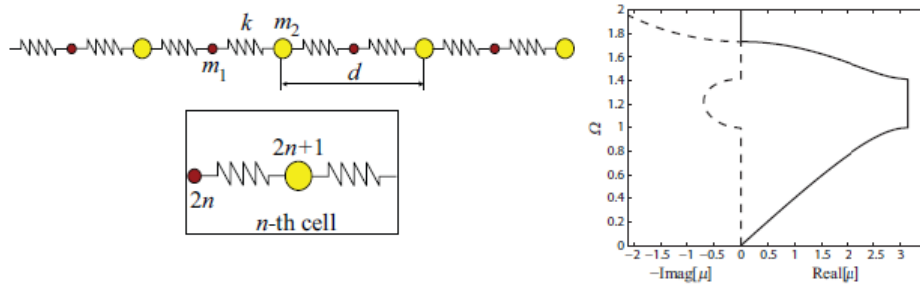


FIGURE 1.26 – Courbe de dispersion d'une chaîne diatomique de masses reliées par ressorts [74].

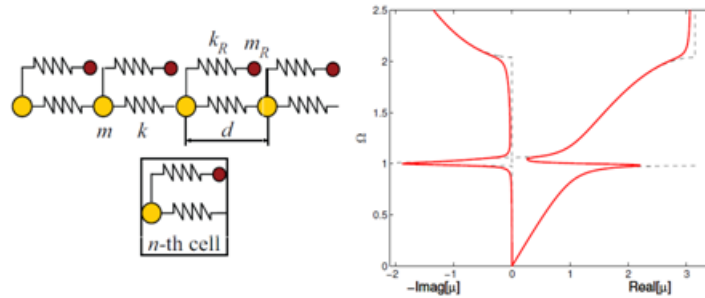


FIGURE 1.27 – Courbe de dispersion d'une chaîne de masses reliées par des ressorts et connectés à des résonateurs internes [74].

La figure 1.27 présente la courbe de dispersion pour une chaîne de masses dont chacune est reliée par un ressort à une masse secondaire. Cette deuxième masse agit comme un résonateur individuel. La courbe en pointillé est la courbe de dispersion sans atténuation alors que pour la courbe en trait plein, une atténuation est ajoutée au niveau des ressorts. Pour une fréquence réduite de 1, on observe une évolution très rapide de la relation de dispersion ainsi qu'une partie imaginaire du nombre d'onde non nulle. Cette évolution est causée par la résonance des résonateurs individuels connectés à la chaîne. Il s'agit d'un deuxième type de bande interdite causé par l'hybridation du mode de propagation avec des résonances internes. L'énergie de l'onde est stockée dans les résonateurs et donc l'onde devient évanescence au cours de la propagation.

Un troisième mécanisme pour l'ouverture de bandes interdites est l'hybridation entre plusieurs modes se propageant dans le cristal phononique, présenté plus en détails avec un exemple de cristal phononique piézoélectrique dans la section suivante.

### 1.3.2 Cristaux phononiques piézoélectriques

Dans un cristal phononique à base de matériaux piézoélectriques, la propagation des ondes acoustiques est affectée par le couplage entre les grandeurs mécaniques et électriques. Airoidi et al., ont étudié un cristal phononique constitué d'une poutre avec des plaques piézoélectriques (figure 1.28) [77]. Dans ce cas, une résistance connectée entre les plaques piézoélectriques au dessus et en dessous permet de contrôler la propagation des ondes mécaniques, notamment grâce à une bande interdite due à des résonances locales des plaques. La bande interdite dans ce cas est une bande interdite d'hybridation.

Degraeve [16] a considéré un cristal phononique 1-D constitué de barreaux piézoélectriques, polarisés selon leur épaisseur, séparés périodiquement par des électrodes. Les électrodes permettent d'appliquer des conditions électriques périodiques au système et induisent un contrôle de la bande interdite en position fréquentielle et en largeur [78]. En particulier, la connexion des électrodes à la masse à travers des capacités distribuées périodiquement (figure 1.29) permet de

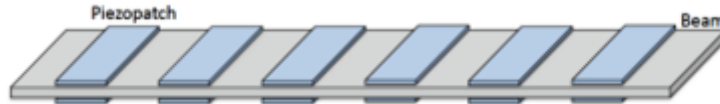


FIGURE 1.28 – Cristal phononique piézoélectrique constitué d'une poutre avec des plaques piézoélectriques [77].

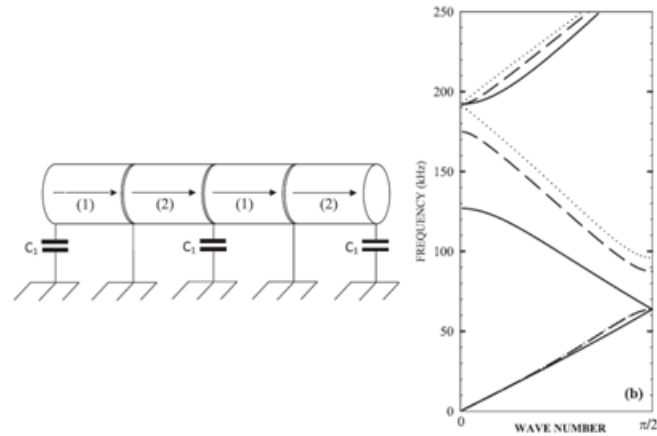


FIGURE 1.29 – Cristal phononique piézoélectrique constitué de barreaux piézoélectriques séparés par des électrodes et connectés périodiquement à la masse via des capacités. Courbe de dispersion pour différentes valeurs de la capacité [79].

contrôler la taille et la position de la bande interdite [79]. La présence de cette bande interdite est liée à une discontinuité du déplacement électrique entre un barreau et son voisin. Elle est donc appelée bande interdite de charge. Un modèle analytique simple a permis de comprendre la présence de cette bande interdite et les expériences ont été en bon accord avec le modèle développé. La bande interdite dans ce travaux est une bande interdite de Bragg.

Dans ses travaux de thèse, Clément Vasseur a étendu ces études aux ondes guidées et de surface dans les cristaux phononiques piézoélectriques [18, 80]. Considérant une plaque piézoélectrique bordée de part et d'autre par un réseau périodique d'électrodes, une bande interdite est mise en évidence, dont l'origine provient d'une discontinuité du champ électrique entre une cellule et ses voisines. Elle porte le nom de bande interdite électrique. La présence de cette bande interdite électrique a de même été mise en évidence sur des substrats piézoélectriques comportant sur une surface un réseau d'électrodes [18].

Kherraz et al. ont étudié la mise en œuvre de cristaux phononiques piézoélectriques pour des ondes

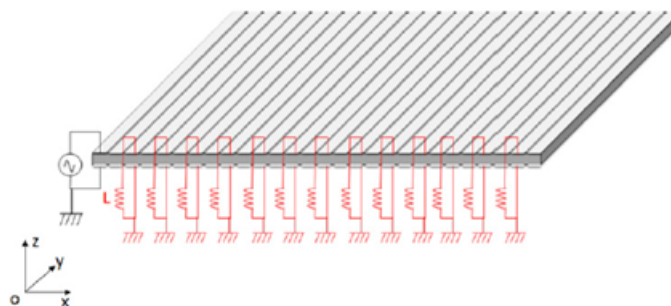


FIGURE 1.30 – Cristal phononique piézoélectrique constitué d'électrodes déposées à la surface d'une plaque piézoélectrique [81].

de Lamb qui peuvent aussi être contrôlées par l'application de conditions électriques périodiques

sur des électrodes déposées à la surface d'une plaque piézoélectrique [81-83] (figure 1.22). La connexion d'inductances aux électrodes permet aussi d'ouvrir des bandes interdites d'hybridation en plus des bandes interdites de Bragg. Dans ces travaux, c'est l'interaction entre les modes de Lamb de la plaque et un mode électrique causé par la connexion des électrodes à la masse à travers des inductances qui permet de créer la bande interdite. Les travaux sur ces systèmes 1-D ont été poursuivis par Croëgne et al. [84] avec une étude théorique de la propagation dans un barreau piézoélectrique sur lequel la mise à la masse des électrodes est modulée dans le temps par un circuit de contrôle (figure 1.23) [84, 85]. Des démonstrations expérimentales de ce principe sont étudiées dans les travaux de thèse de Sarah Tessier [86].

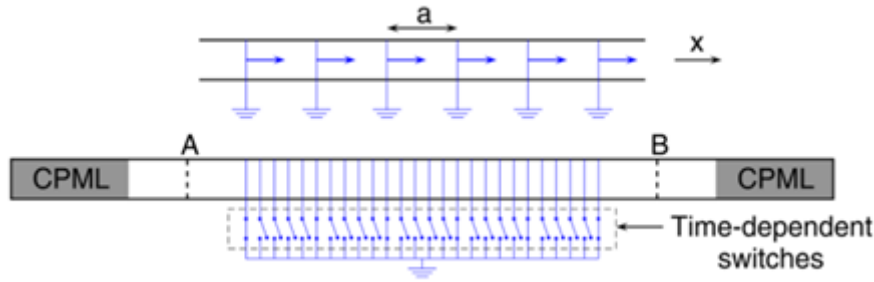


FIGURE 1.31 – Schéma du Cristal phononique piézoélectrique proposé par Croëgne et al. pour étudier la modulation temporelle des conditions électriques périodiques [84].

Ces études portent toutes sur les propriétés de propagation des ondes dans les cristaux phononiques piézoélectriques. Ponge et al. ont proposé une application de ces cristaux phononiques piézoélectriques, sous la forme d'un résonateur de Fabry-Perot dont les miroirs sont composés d'éléments piézoélectriques individuels (figure 1.32) [87]. Ces éléments sont interconnectés périodiquement et permettent de contrôler les caractéristiques de la bande interdite des miroirs et donc de modifier la fréquence de résonance du résonateur.

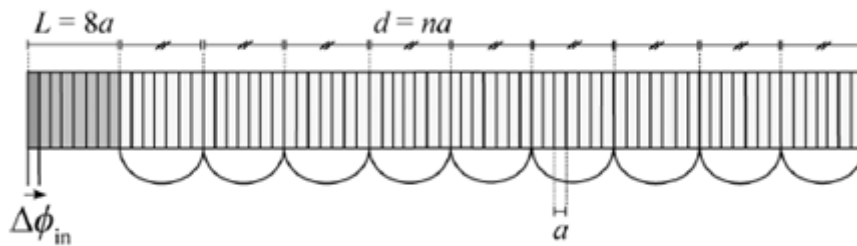


FIGURE 1.32 – Schéma du résonateur de Fabry-Perot constitué d'éléments piézoélectriques individuels proposés par Ponge et al. [87].

Les dispositifs à ondes de surface peuvent être considérés aussi comme des cristaux phononiques piézoélectriques. C'est l'utilisation de ce mécanisme pour rendre les dispositifs SAW agiles qui sera étudiée dans le reste de ce mémoire.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une présentation générale du contexte et une revue des travaux précédents sur les dispositifs à ondes de surface, leur place dans les systèmes de télécommunications d'émission/réception et le concept des cristaux phononiques piézoélectriques ont été faites. Ils servent d'introduction au sujet général du manuscrit et à contextualiser les résultats qui seront montrés

dans les chapitres suivants. Premièrement, les circuits d'émission/réception en radiofréquences ont été discutés, ce qui a permis d'introduire la place des filtres à ondes acoustiques de surface dans les systèmes de télécommunication. La réponse type d'un filtre passe-bande a été explicitée et les figures de mérite utilisées pour le cahier des charges de ce type de filtre ont été présentées. Une description générale de la modélisation des circuits hyperfréquences a également été introduite. Deuxièmement, une brève revue des différents types d'ondes de surface existant en fonction des propriétés des substrats, ainsi que les méthodes utilisées pour les étudier ont été présentées. Les différentes structures utilisées pour réaliser la fonction de filtrage ont été décrites. Elles sont en général basées sur le couplage de cavités résonantes, soit acoustiquement soit par l'intermédiaire d'une connexion électrique.

Ensuite, une revue des modèles utilisés pour simuler les dispositifs à ondes acoustiques de surface a été présentée. Ces modèles peuvent être classés en modèles phénoménologiques qui sont normalement plus rapides mais à validité restreinte, et en modèles éléments finis qui sont plus simples à implémenter mais mobilisent des moyens de calcul importants. La modélisation des dispositifs SAW par utilisation de la matrice P et le calcul des éléments de la matrice P par la méthode de couplage de modes (COM) ont été particulièrement détaillés notamment dans l'Annexe A. Cette approche sera utilisée pour analyser le fonctionnement de dispositifs SAW dans le reste du manuscrit alors que leur réponse sera simulée par des modèles EF.

Finalement une section a été consacrée à une discussion sur l'agilité des dispositifs à ondes acoustiques de surface, les méthodes utilisées dans la littérature pour contrôler la réponse des dispositifs SAW et à une présentation des cristaux phononiques piézoélectriques. Les bandes interdites des cristaux phononiques piézoélectriques peuvent être contrôlées par l'application de conditions aux limites électriques périodiques. Les transducteurs et les miroirs utilisés sont des structures périodiques mécaniques qui présentent un couplage piézoélectrique par le substrat. Il est donc clair que les dispositifs à ondes de surface peuvent être considérés comme des cristaux phononiques piézoélectriques. C'est l'utilisation de ce mécanisme pour rendre les dispositifs SAW accordables qui est étudiée dans le reste de ce mémoire.





## Chapitre 2

# Propagation d'ondes de surface sur des substrats piézoélectriques munis de réseaux périodiques d'électrodes

### Sommaire

---

2.1	Présentation générale . . . . .	52
2.2	Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique infinie . . . . .	56
2.3	Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique finie . . . . .	62
2.4	Prise en compte d'une capacité dans le modèle à ouverture acoustique infinie . . . . .	67
2.5	Admittance harmonique pour une cellule élémentaire à deux périodes . . . . .	69
2.6	Conclusion et perspectives . . . . .	73

---

L'objet de ce chapitre est la présentation et l'exploitation de différents outils d'analyse des propriétés de substrats piézoélectriques munis de réseaux périodiques d'électrodes métalliques vis-à-vis de la propagation des ondes acoustiques de surface, dans le cas particulier des réseaux à conditions électriques modifiables. Les différents concepts et études présentés ici serviront de base aux travaux de conception de composants à ondes de surface présentés par la suite. Les réalisations technologiques associées étant assurées par Thales Research and Technology (TRT), on se limitera dès ce présent chapitre à des configurations réalisables au sein de la salle blanche TRT. En particulier, les métallisations seront uniquement à base d'or. A l'issue de ce chapitre, une géométrie unique d'électrodes aura été définie. Elle sera ensuite conservée pour tout le reste de la thèse.

## 2.1 Présentation générale

### 2.1.1 Matériaux

Dans cette thèse, les dispositifs seront fabriqués par Thales Research and Technology (TRT) sur des substrats  $\text{LiNbO}_3$  avec des métallisations d'or. Plus particulièrement, la coupe  $\text{YXl}/128^\circ$  du substrat  $\text{LiNbO}_3$  sera utilisée. Il s'agit d'un choix commun pour les dispositifs SAW, le mode de Rayleigh dans cette coupe présentant une vitesse importante ainsi qu'un fort coefficient de couplage. Dans le domaine des filtres SAW, cette dernière grandeur est directement corrélée à la bande passante maximale possible du filtre. Par ailleurs, différents travaux sur les cristaux phononiques piézoélectriques ont montré que de forts coefficients de couplage doivent permettre une modification plus importante de la bande interdite électrique [18]. Les grandes qualités du matériau choisi s'accompagnent de quelques limitations notables. Ainsi, les propriétés du  $\text{LiNbO}_3$  sont assez sensibles à la température, ce qui nécessite en général l'introduction de stratégies de compensation spécifiques (avec l'ajout d'une couche de passivation de  $\text{SiO}_2$ , par exemple). De plus certains modes de surface à polarisation transverse sont susceptibles de perturber les réponses des dispositifs dans la gamme de fréquences d'intérêt [40].

La caractérisation des constantes du tenseur piézoélectrique et la propagation des ondes de surface sur ce type de substrat ont fait l'objet de nombreuses études au cours des dernières années. Ces caractéristiques font de ce substrat un bon candidat pour la réalisation des composants SAW agiles étudiés dans cette thèse. Dans un but de simplicité, on se limitera ici à l'étude de métallisations simples sur le substrat, sans couches supérieures (couches de passivation, etc.).

Comme indiqué précédemment, les moyens de fabrication disponibles dans le cadre de ces travaux de thèse imposent l'utilisation de métallisations d'or uniquement, ce qui exclut donc d'autres matériaux plus communs dans un contexte industriel, comme l'aluminium. Le choix du matériau de métallisation et en particulier sa masse volumique ont un impact important sur la propagation des ondes de surface. La littérature disponible pour cette combinaison de substrat et de métallisation étant limitée, une étude préliminaire de la fréquence des bandes interdites en fonction du dimensionnement choisi doit être menée avant d'entreprendre la conception des dispositifs. Le matériau utilisé comme substrat dans la suite de ce travail étant le niobate de lithium avec une coupe  $\text{YXl}/128^\circ$ . Les propriétés utilisées sont présentées à l'équation (2.1), à l'exception de la densité,  $\rho = 4650 \text{ kg/m}^3$ .

$$c_E = \begin{bmatrix} 19,839e10 & 5,353e10 & 6,631e10 & -0,695e10 & 0 & 0 \\ - & 20,899e10 & 8,049e10 & -0,609e10 & 0 & 0 \\ - & - & 18,656e10 & -0,631e10 & 0 & 0 \\ - & - & - & 7,501e10 & 0 & 0 \\ - & - & - & - & 7,486e10 & 0,4e10 \end{bmatrix} \text{ (Pa)}$$

$$e_{ij}^T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0,364 & 4,397 \\ 1,726 & 2,595 & -2,454 & -0,735 & 0 & 0 \\ 1,722 & 1,351 & -4,533 & 0,217 & 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ (C/m}^2\text{)}$$

$$\epsilon_{rS} = \begin{bmatrix} 45,537 & 0 & 0 \\ - & 33,566 & 9,353 \\ - & - & 38,230 \end{bmatrix}.$$
(2.1)

L'or utilisé est modélisé comme un matériau à structure cristalline cubique. Les paramètres matériaux pertinents sont :  $C_{11} = 186 \text{ GPa}$ ,  $C_{12} = 157 \text{ GPa}$ ,  $C_{44} = 42 \text{ GPa}$  et  $\rho = 19300 \text{ kg/m}^3$ .

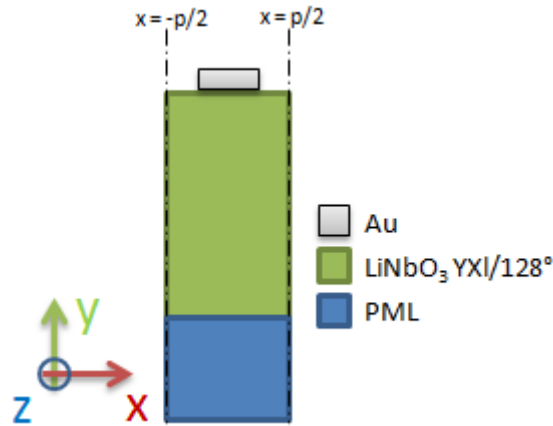


FIGURE 2.1 – Schéma du modèle 2-D pour la simulation d'une grille infinie périodique (en pratique la géométrie est 3D mais un seul élément est utilisé dans la direction  $z$ , avec une condition de Bloch-Floquet pour imposer un déplacement uniforme dans la direction transverse à la propagation).

### 2.1.2 Géométrie étudiée

En théorie, la géométrie étudiée est constituée d'une série de métallisations sur la surface d'un substrat piézoélectrique très épais par rapport à la longueur d'onde des modes de Rayleigh et aux dimensions de chaque électrode, et donc assimilable à un milieu semi-infini. En pratique, simuler un substrat d'une profondeur de plusieurs longueurs d'onde suffit quand le mode est confiné à la surface. Néanmoins l'éventuel rayonnement des ondes de volume dans le substrat doit être considéré et la réflexion de ces ondes sur le bord inférieur du domaine de simulation doit être évitée pour modéliser la taille semi-infinie du substrat. L'ajout d'une PML (*Perfectly Matched Layer*) permet de pallier ces problèmes. Une PML est un domaine artificiel placé en bordure d'un domaine de simulation et dans lequel les ondes incidentes sont absorbées sans générer de réflexion vers le domaine principal. Un domaine de PML correctement paramétré permet donc de simuler un milieu semi-infini. Même si l'ajout d'un domaine artificiel s'accompagne d'un coût en temps de calcul non négligeable, les PML restent tout à fait indiquées pour les études réalisées dans le cadre de cette thèse en raison de leur robustesse, en particulier en fonction des angles d'incidence et des polarisations d'ondes. En pratique, tous les résultats de simulation présentés dans ce manuscrit sont obtenus par la méthode des éléments finis, avec le logiciel *COMSOL Multiphysics*.

La figure 2.1 présente un schéma de la géométrie utilisée pour étudier la propagation avec un maillage 2D (en pratique la géométrie est 3D mais un seul élément est utilisé dans la direction  $z$ , avec une condition de Bloch-Floquet pour imposer un déplacement uniforme dans la direction transverse à la propagation). Le rectangle inférieur de la géométrie est une PML dont les paramètres matériaux sont identiques à ceux du substrat. Le rectangle supérieur permet de modéliser le substrat en niobate de lithium. A la surface de cette couche, les électrodes sont également modélisées par des rectangles. Cette géométrie est la base de l'ensemble des modèles utilisés dans la suite de ce travail. Les paramètres géométriques nécessaires pour décrire la cellule élémentaire sont  $p$ , la période de la cellule,  $h$  l'épaisseur des métallisations (ou préférentiellement  $h/\lambda$  le rapport entre l'épaisseur et la longueur d'onde qui est classiquement égale à  $2p$ ),  $a$  la longueur de l'électrode (ou préférentiellement  $a/p$  le taux de recouvrement de la période par la métallisation). Le problème piézoélectrique est résolu à l'intérieur du substrat et le problème mécanique à l'intérieur de l'électrode. Une condition surfacique entre l'électrode et le substrat permet de représenter l'effet électrostatique de la métallisation sur le domaine. Dans la littérature, l'air est modélisé comme une couche supplémentaire de matériau diélectrique, avec une PML spécifique pour le problème électrostatique qui permet de limiter la taille du domaine au-dessus du substrat [68]. Dans cette thèse, on choisira de négliger la modélisation du domaine air afin de limiter la complexité des

modèles COMSOL. La plupart des effets physiques d'intérêt, la propagation des ondes mécaniques et leur couplage avec les électrodes, est essentiellement liée à la modélisation du substrat et l'air ne devrait avoir qu'un impact limité sur les résultats de simulation. Néanmoins, la permittivité relative du substrat étant de l'ordre de 10, l'énergie électrostatique présente dans l'air n'est théoriquement pas totalement négligeable devant celle dans le substrat, et par conséquent on peut s'attendre à une légère erreur sur l'estimation des vitesses de propagation.

### 2.1.3 Conditions électriques

Différents types de conditions électriques surfaciques sont prises en compte en fonction du schéma de connexion choisi pour les électrodes. Pour les études modales, les deux types principaux correspondent à une connexion directe à la masse électrique et à une absence totale de connexion. Dans le premier cas, une condition d'isopotentielle nulle est choisie dans le logiciel éléments finis. Cette condition est notée « CC » (court-circuit) ou « mise à la masse » dans la suite. Dans le second cas, une condition d'isopotentielle flottante est choisie avec une charge électrique totale nulle sur la surface. Cette condition est notée « CO » (circuit ouvert) ou « condition de potentiel flottant ». Enfin, dans le cas d'une étude de type harmonique, une condition de « terminal » sera utilisée à la fois pour imposer une condition d'isopotentielle non nulle et permettre l'existence d'un courant au niveau des électrodes.

### 2.1.4 Modélisation de l'ouverture acoustique

Lorsqu'une structure périodique infinie est étudiée, une relation de phase de Bloch-Floquet est imposée entre les faces qui délimitent la géométrie dans la direction de propagation, ce qui permet de fixer le nombre d'onde. Dans la direction transverse à la propagation, on peut soit modéliser une électrode de taille finie (ou *ouverture acoustique* finie) et l'encadrer par des PML dans cette direction, soit imposer une condition périodique pour représenter une électrode de taille infinie.

#### 2.1.4.1 Modèles à ouverture acoustique finie

Ce modèle est a priori le plus réaliste, les électrodes ayant bien évidemment une dimension finie dans la direction transverse. Cette dimension est appelée « ouverture acoustique » et est notée  $W$ . La modélisation d'une électrode de taille finie nécessite d'inclure dans le domaine de simulation la totalité de l'électrode, une partie du substrat au-delà de l'électrode dans les directions latérales, ainsi que deux domaines de PML supplémentaires pour simuler le substrat infini autour de la structure. Il convient de signaler que, même en considérant la modélisation d'une seule électrode dans la direction de propagation (avec des conditions de périodicité), ce type de modèle est d'une taille considérable, ce qui le rend peu adapté à la réalisation d'études paramétriques complètes.

#### 2.1.4.2 Modèles à ouverture acoustique infinie, dits modèles « en tranche »

La plupart des modèles utilisés pour la conception de composants ne prennent pas en compte les effets transverses, ou les incluent simplement a posteriori sous forme de corrections. Dans ce cas, une « tranche fine » d'électrode est modélisée dans la direction  $z$ . Un seul élément est considéré dans la direction  $z$ , et on applique une condition de périodicité entre les deux faces (condition de Bloch-Floquet avec un vecteur d'onde nul, figure 2.1). Ceci est équivalent à simuler une structure sans effets transverses (dérivées dans la direction  $z$  nulles) et donc un dispositif avec une ouverture acoustique infinie. On note  $a_z$  la taille du domaine de simulation dans la direction transverse.

### 2.1.5 Types d'études et grandeurs associées

Dans ce manuscrit, deux approches différentes sont suivies pour étudier la propagation des ondes dans les structures. La première consiste à calculer les modes de Bloch-Floquet dans un réseau infini d'électrodes identiques. Il s'agit d'une analyse modale, fournissant les courbes de dispersion pour les ondes mécaniques dans la structure, pour une condition électrique donnée sur chaque électrode. Cette première approche est complétée par une seconde, dans laquelle le spectre d'admittance complexe est calculé sur la base de calculs harmoniques pour lesquels on définit à la fois des conditions de périodicité dans la structure piézoélectrique et une condition de port électrique sur une électrode.

#### 2.1.5.1 Études par analyse modale et calcul des courbes de dispersion

Pour l'analyse modale, toutes les sources d'excitation sont nulles. Pour obtenir une solution non-triviale du système d'équations après projection dans la base d'éléments finis, il faut annuler le déterminant du système d'équations. Cette méthode permet de calculer la relation de dispersion du système en faisant varier le déphasage, c'est-à-dire le nombre d'onde, entre les deux faces délimitant la période. Cette méthode est en général robuste et permet de déterminer les modes de propagation au sein d'une structure périodique infinie, à partir du maillage d'une seule cellule élémentaire (figure 2.1). Dans notre cas, elle peut cependant présenter certains inconvénients. Puisque la géométrie utilisée en simulation n'est pas la géométrie réelle du problème (substrat de taille réduite et PML), des modes non physiques peuvent apparaître en simulation en particulier à l'interface des deux domaines. Par ailleurs la fréquence calculée par la simulation modale d'un mode de surface à très forte pénétration dans la PML peut présenter une partie imaginaire du fait de l'atténuation apportée par la PML. Une profondeur minimale du substrat est donc nécessaire entre la surface et la PML, celle-ci n'est pas connue a priori mais est normalement limitée à quelques longueurs d'onde.

#### 2.1.5.2 Études par analyse harmonique et calcul d'admittance

Une alternative à l'analyse modale pour calculer la courbe de dispersion est proposée, utilisant l'admittance, qui est une grandeur obtenue pour tout transducteur. L'admittance relie courant et tension aux bornes du matériau piézoélectrique. Sa connaissance permet d'identifier les paramètres nécessaires à l'utilisation de modèles de simulation rapides tels que la méthode de couplage des modes [60, 88] et la méthode de la Matrice mixte [45, 57].

La figure 2.2 présente un schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique (la géométrie est pratiquement identique à celle du calcul modal figure 2.1, la seule différence étant la condition électrique en dessous de l'électrode). Sur la cellule élémentaire, on impose un potentiel harmonique sur la face inférieure de l'électrode et un nombre d'onde réduit de 1, ce qui revient à étudier la structure en bord de zone de Brillouin. La simulation est donc équivalente au calcul de la réponse d'un transducteur de taille infinie, composé des cellules périodiquement réparties. Pour calculer l'admittance, on calcule le rapport entre le courant entrant résultant et la tension appliquée ( $Y = I/V$ ) sur l'électrode. Plessky, et al. [89] ont montré que l'admittance harmonique est équivalente au rapport entre l'équation de dispersion de la structure en condition de potentiel flottant  $D^{OC}$  et celle en court-circuit  $D^{CC}$  :

$$Y(k_x, f) = \frac{D^{OC}(k_x, f)}{D^{CC}(k_x, f)} = \frac{I(k_x, f)}{V(k_x, f)}. \quad (2.2)$$

$k_x$  est le nombre d'onde de Bloch-Floquet et  $f$  la fréquence. Les zéros de l'admittance harmonique correspondent donc exactement aux modes propres de la structure en potentiel flottant et les pôles aux modes en court-circuit. Ce calcul a plusieurs avantages par rapport au

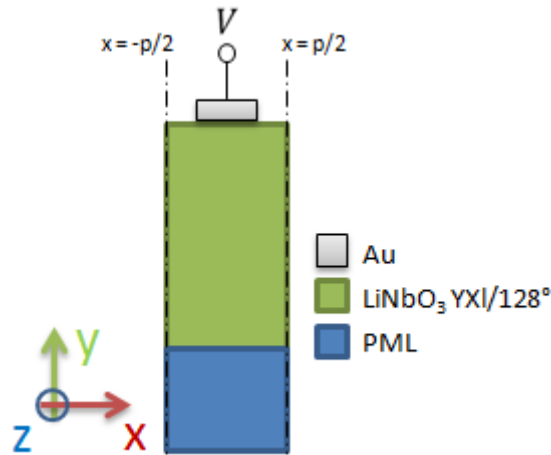


FIGURE 2.2 – Schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique (la géométrie est pratiquement identique à celle du calcul modal figure 2.1, la seule différence étant la condition électrique en dessous de l'électrode).

calcul modal. Premièrement les modes à l'interface entre le substrat et la PML ne sont pas couplés à l'électrode et il n'est donc pas nécessaire de trier les modes physiques de ceux non-physiques pour le calcul de la courbe de dispersion. De plus le calcul étant de type harmonique, il est possible de rester dans l'espace des fréquences réelles pour toute valeur de nombre d'onde  $y$  compris des nombres d'onde à partie imaginaire non-nulle. Finalement, comme décrit dans le reste du manuscrit, le changement de la condition électrique des électrodes est ce qui permet de conférer une agilité aux dispositifs SAW. Dans ce cas, il est donc utile d'avoir cette grandeur qui relie directement la condition électrique des électrodes au problème de propagation.

## 2.2 Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique infinie

On commence par l'étude de la propagation dans le cas d'une ouverture acoustique infinie. La géométrie est la même dans les deux cas (infini et fini) et est présentée à la figure 2.1. On s'intéressera au mode de Rayleigh. En plus de ce mode, le Niobate de Lithium avec une coupe en Y supporte pour certaines directions de propagation un mode de cisaillement dont le déplacement est transverse par rapport à la surface (mode SH). On s'intéresse principalement aux ouvertures des bandes interdites au bord de la zone de Brillouin, à partir des courbes de dispersion. Pour toutes les simulations à ouverture acoustique infinie on choisira  $a_z = 1 \mu\text{m}$ .

### 2.2.1 Étude par analyse modale

#### 2.2.1.1 Géométrie nominale des électrodes des miroirs

On choisit une géométrie nominale des électrodes des miroirs, la période est  $p = 4,87 \mu\text{m}$ , le rapport entre la longueur des électrodes et la période est  $a/p = 0,455$  et on choisit une épaisseur de  $h = 130 \text{ nm}$ . Ce choix a été fait suite à des études préliminaires qui sont montrées à la section 2.2.1.3. Cette géométrie permet aussi d'avoir un fonctionnement autour de 400 MHz, c'est-à-dire dans la gamme de fréquences visées dans le cadre du projet FORMOSA.

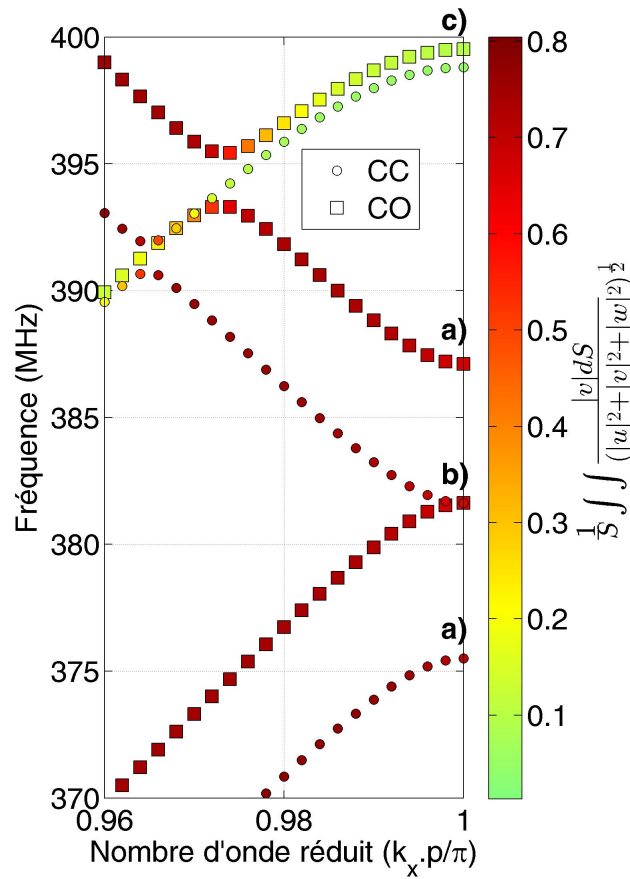


FIGURE 2.3 – Courbes de dispersion pour une cellule élémentaire d'un substrat  $\text{LiNbO}_3$  avec une électrode en condition CO et CC, les lettres dénotent les modes affichés sur la figure 2.4. La branche correspondante au mode de la figure 2.4 d) n'est pas présentée car ce mode n'est pas localisé à la surface et n'a donc pas d'impact sur la réponse des dispositifs qui seront étudiés dans le reste de ce mémoire.

### 2.2.1.2 Courbes de dispersion pour la géométrie nominale

La figure 2.3 présente la courbe de dispersion du mode de Rayleigh et du mode SH pour les conditions CC et CO. Les cercles représentent les modes en condition CC (court-circuit) et les carrés les modes en condition CO (potentiel flottant). Les déplacements dans les directions  $(x, y, z)$  sont notés par les variables  $(u, v, w)$  respectivement. Le rapport  $|v|/\sqrt{|u|^2 + |v|^2 + |w|^2}$  est calculé et représente la proportion de composante normale à la surface du substrat dans le champ de déplacement. Il permet donc d'identifier simplement la polarisation du mode. La couleur de chaque marqueur représente l'intégrale de ce rapport à la surface du substrat. Pour le mode SH, le déplacement est en grande partie tangent à la surface et donc la couleur pour ces marqueurs est vert clair. La borne inférieure de l'échelle de couleurs alors que les marqueurs correspondant aux modes de Rayleigh, sont rouge foncé. On observe clairement sur ces courbes une ouverture de bandes interdites en bord de zone de Brillouin. Les fréquences limites des bandes interdites en condition CC et CO sont respectivement [375,5; 381,63] MHz et [381,63; 387,11] MHz.

La figure 2.4 présente le champ de déplacement des différents modes de surface en bord de zone de Brillouin pour une condition CC. La figure 2.4 a) présente le champ de déplacement du mode de Rayleigh en entrée de bande CC ( $f = 375.5$  MHz) et la figure 2.4 b) en sortie de bande CC ( $f = 381.63$  MHz). On remarque que les deux branches (CC et CO) possèdent la même fréquence et même nombre d'onde qui correspondent au mode représenté à la figure 2.4 b) ( $f = 381,63$  MHz). Cette borne est commune aux deux conditions électriques, en sortie de bande pour le cas CC et



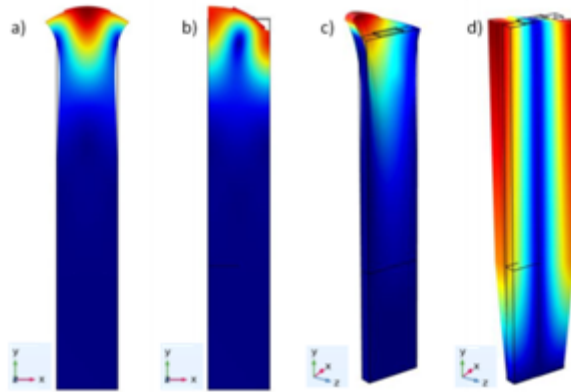


FIGURE 2.4 – Champ de déplacement de la cellule élémentaire aux bornes de la bande interdite pour le mode fondamental de Rayleigh (a et b), et le mode SH (c et d) en Bord de zone de Brillouin, avec une condition CC.

en entrée de bande pour le cas CO. Un plan nodal étant présent au centre de l'électrode, ce mode est insensible à la condition électrique. Le champ de déplacement du mode en sortie de bande CO, soit pour 387,11 MHz est le même que celui en entrée de bande CC. Les figures 2.4 c) et 2.4 d) présentent les champs de déplacement respectivement en entrée ( $f = 398,8$  MHz) et en sortie ( $f = 412,99$  MHz) de la bande CC du mode SH. On voit clairement le mode SH en sortie de bande qui a une pénétration très profonde dans le substrat alors que le mode en entrée est bien confiné. Le mode en sortie de la bande interdite SH n'a pas d'intérêt car il n'est pas localisé près de la surface. Il n'aura pas d'impact sur la réponse des dispositifs conçus dans le reste de ce mémoire et donc il n'est pas présenté sur la courbe de dispersion figure 2.3. Les courbes de dispersion permettent d'identifier aisément la bande interdite des modes de Rayleigh pour les deux conditions électriques en bord de zone de Brillouin. De même, on remarque des bandes d'hybridation entre le mode SH et le mode de Rayleigh pour les deux conditions électriques, pour un nombre d'onde réduit de 0,964 (entre 390,7 et 392 MHz) pour le cas CC et de 0,972 (entre 393,3 et 395,5 MHz) pour le cas CO. Zhang et al. ont étudié le couplage entre le mode SH et le mode de Rayleigh pour une métallisation en cuivre et montré que ce couplage est d'origine mécanique et donc sera présent pour tout type de conditions électriques [90]. Dans notre cas, l'hybridation est plus importante pour des électrodes en condition CO. Pour des nombres d'onde réduits supérieurs à 0,98 et inférieurs à 0,96, on distingue clairement le mode SH comme la branche à plus haute et plus basse fréquence respectivement (couleur verte sur la courbe figure 2.3). Entre ces valeurs, la couleur des différentes branches varie, ce qui traduit une modification de la polarisation de l'onde de surface du fait de l'interaction entre le mode SH et le mode de Rayleigh. Pour un nombre d'onde réduit de 0,968, le mode hybride CO est présent à la même fréquence que celui en CC ( $f = 392,5$  MHz), similairement au mode de Rayleigh à déformation antisymétrique en bord de zone de Brillouin qui est commun aux deux conditions électriques ( $f = 381,11$  MHz). Le déplacement pour ce mode hybride est aussi antisymétrique par rapport au centre de la cellule élémentaire.

### 2.2.1.3 Etude paramétrique en fonction du taux de recouvrement et de l'épaisseur d'électrode

Une multitude d'effets liés à l'interaction de l'onde avec les électrodes impacte la vitesse de l'onde et génère des réflexions. La présence des métallisations ralentit l'onde et la rupture d'impédance mécanique au bord des électrodes cause des réflexions et parfois une conversion du mode SAW en ondes de volume. Le champ électrique associé à l'onde est court-circuité par la haute conductivité du métal déposé sur le substrat piézoélectrique ce qui modifie également la propagation des ondes. D'autres effets comme la régénération des ondes due à l'accumulation de charges et un effet de stockage d'énergie près du bord des métallisations modifient aussi la propagation [91]. La figure 2.5 montre l'évolution en fonction de la géométrie de l'électrode de la

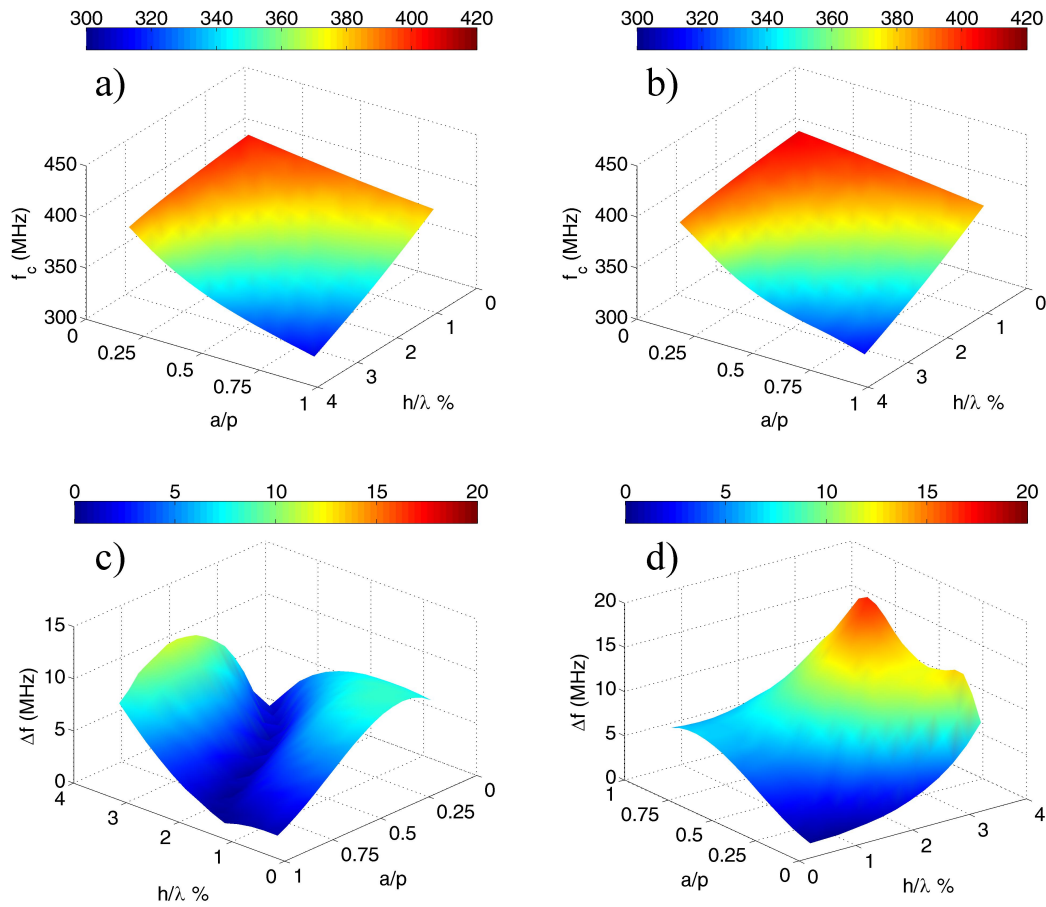


FIGURE 2.5 – Fréquence centrale (a, b) et largeur (c, d) des bandes interdites CC (a, c) et CO (b, d) en fonction de la fraction de la période recouverte par l'électrode ( $a/p$ ) et du rapport entre la longueur d'onde et l'épaisseur ( $h/\lambda$ ). La période est fixée à  $4,87 \mu\text{m}$ .

fréquence centrale et la largeur de la bande interdite pour le mode fondamental de Rayleigh, dans le cas d'une condition CC (figure 2.5 a et c), et d'une condition CO (figure 2.5 b et d). On fixe comme précédemment détaillé, à  $4.87 \mu\text{m}$  la période pour le calcul.

Les surfaces des figures 2.5 a et b ont une allure similaire malgré la différence de condition électrique. La vitesse des ondes de surface est faiblement influencée par la condition électrique du miroir. La masse ajoutée par l'électrode déposée sur la surface est l'effet principal qui agit sur la vitesse de l'onde, et donc sur la fréquence centrale de la bande interdite. En particulier pour des métallisations plus épaisses, c'est l'effet massique qui prend le dessus par rapport à l'impact de la condition électrique. C'est un inconvénient du fait que l'agilité considérée sera implémentée par une modification de la condition électrique alors que l'effet massique est intrinsèque aux dispositifs à ondes de surface à cause de la présence des électrodes. L'évolution de la largeur de la bande interdite est plus complexe et diffère nettement entre les deux conditions électriques. En particulier, pour certaines géométries d'électrodes dans le cas de miroirs en condition de court-circuit, les différents effets se compensent et conduisent à une largeur de bande interdite tendant vers zéro. Le coefficient de réflexion par période des miroirs de Bragg dépend de cette largeur et donc le choix de la géométrie de chaque partie du composant est très important. Dans le dimensionnement des électrodes des miroirs, il faut faire un compromis entre la taille de la bande interdite et la capacité à modifier sa fréquence centrale par modification de la condition électrique. Pour des métallisations plus épaisses, la largeur de la bande interdite peut être augmentée. Néanmoins l'impact de la condition électrique est réduit. Avec le choix d'une épaisseur  $h/\lambda = 1,3347 \%$  (épaisseur de métallisation de  $130 \text{ nm}$ ), un compromis raisonnable a été trouvé pour une gamme de valeurs du rapport

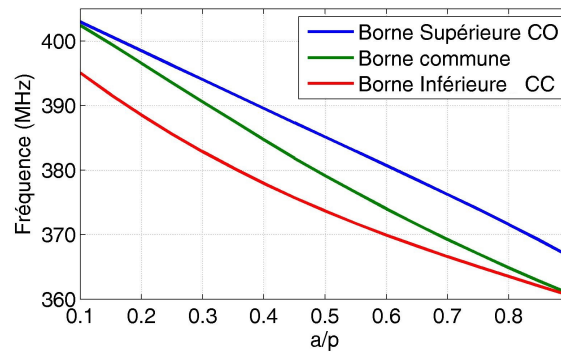


FIGURE 2.6 – Variations des bornes des bandes interdites CO et CC en fonction du rapport  $a/p$  pour une épaisseur de métallisation de 130 nm et une période de 4,87  $\mu\text{m}$ .

$a/p$ . La figure 2.6 présente les deux bandes interdites en fonction de la valeur de  $a/p$ . Les bandes interdites CC et CO présentent une borne commune qui correspond au mode avec un champ de déplacement antisymétrique par rapport au centre de la cellule (voir la figure 2.4 b). Un nœud de déplacement et du potentiel est présent au centre de l'électrode ce qui rend ce mode insensible à la condition électrique.

Pour cette épaisseur et pour des rapports  $a/p$  entre 0,4 et 0,6, on voit que les bandes interdites pour les deux conditions CC et CO présentent des largeurs similaires et donc potentiellement des performances proches pour des miroirs réflecteurs. Pour cette raison, c'est cette épaisseur de métallisation et la valeur  $a/p$  de 0,455 qui seront considérées dans la suite.

## 2.2.2 Étude par analyse harmonique : calcul de l'admittance

La figure 2.7 présente l'admittance harmonique (divisée par  $a_z$ ) calculée pour la même géométrie et avec une condition de Bloch-Floquet correspondant au bord de la zone de Brillouin. L'admittance en décibels est donnée par  $20\text{Log}_{10}(|Y|)$ . Dans la gamme des fréquences étudiées, les deux pôles présents correspondent à l'entrée des bandes interdites en CC pour les modes de Rayleigh (375,5 MHz) et SH (398,9 MHz), et les deux zéros respectivement à la sortie de la bande interdite pour le mode de Rayleigh (387,1 MHz) et à l'entrée de la bande interdite du mode SH (399,6 MHz) en CO. On note que le mode à 381,6 MHz constituant la sortie de la bande interdite pour le mode de Rayleigh en CC et l'entrée de la bande interdite pour ce même mode en CO, n'est accompagné d'aucun pic sur la courbe d'admittance. L'explication physique de ce résultat est qu'aucun couplage entre les effets mécaniques et électriques n'existe pour cette valeur de fréquence et de nombre d'onde. Il n'est donc pas visible sur l'admittance, et reste inchangé quelle que soit la condition sur l'électrode. Ce résultat peut également être interprété dans le cadre de l'équation 2.2,

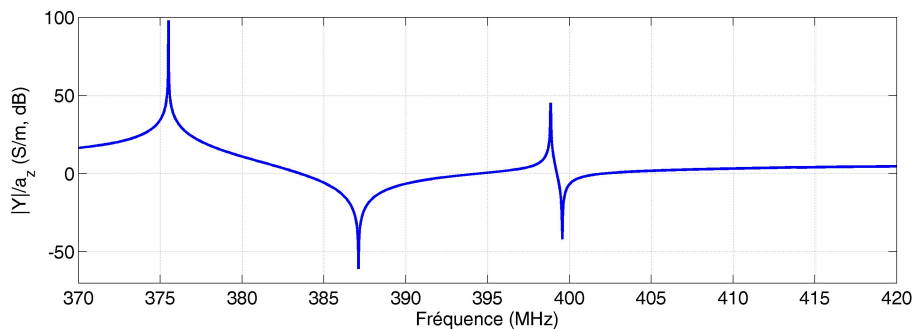


FIGURE 2.7 – Admittance harmonique divisée par  $a_z$  en bord de zone de Brillouin pour une métallisation de 130 nm, une période de 4,87  $\mu\text{m}$  et un rapport  $a/p$  de 0,455.

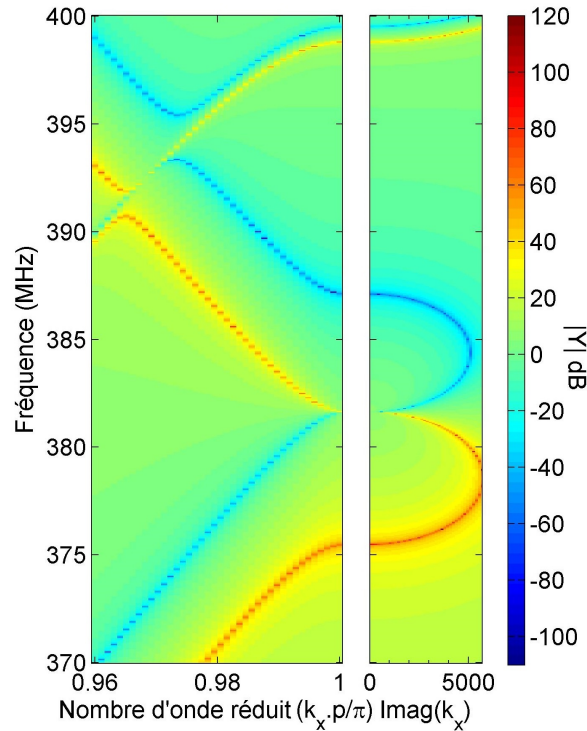


FIGURE 2.8 – Admittance harmonique normalisée par  $a_z$ , calculée en fonction de  $(k_x, f)$  pour une métallisation de  $130 \text{ nm}$ , une période de  $4,87 \mu\text{m}$  et un rapport  $a/p$  de  $0,455$ . Le graphe de gauche est obtenu pour une partie imaginaire du nombre d'onde nul, et celui de droite pour une partie réelle égale à  $\pi/p$  et en faisant varier la partie imaginaire.

comme une « compensation » du pôle qui correspond au mode CC au dénominateur de la fraction par le zéro du mode CO au numérateur. La figure 2.8 présente le résultat du calcul de l'admittance harmonique pour différentes fréquences et différentes valeurs du nombre d'onde, toujours défini par la condition de Bloch-Floquet dans la direction  $x$ . La ligne verticale en  $k_x = \pi/p$  correspond à la figure 2.7.

Une comparaison directe du graphe de gauche avec la courbe de dispersion de la figure 2.3 met en évidence que les pôles et zéros suivent précisément les courbes de dispersion pour les conditions CC et CO, respectivement. En se déplaçant vers des valeurs de  $k$  plus faibles à partir du bord de la zone de Brillouin, on note que la borne commune des bandes interdites, se « sépare » en un pôle et un zéro bien distincts aux environs de  $k < 0,995$ . Sur le graphe de droite de cette figure, la partie réelle du nombre d'onde est fixée à  $k_x = \pi/p$  et seule la partie imaginaire varie. Les branches CC et CO sont clairement visibles, toujours sous la forme de pôles et de zéros. Les branches de dispersion complexes mises en évidence sont typiques des bandes interdites de type Bragg, avec un nombre d'onde complexe dont la partie réelle normalisée reste égale à 1, et une partie imaginaire maximale au milieu de la bande, et tendant vers zéro au niveau de ses bornes. Finalement, près de  $400 \text{ MHz}$ , on note la branche du mode SH pour les deux conditions, avec des valeurs complexes s'accroissant très rapidement avec la fréquence. On note pour un nombre d'onde réduit de  $0,968$  l'absence du pôle et du zéro correspondant aux modes hybrides CO et CC. Sur la courbe de dispersion, ces modes étaient présents pour la même fréquence, comme pour la borne commune aux deux bandes de Rayleigh en bord de zone de Brillouin, le pôle compense le zéro et donc la valeur de l'admittance harmonique en dB est finie.

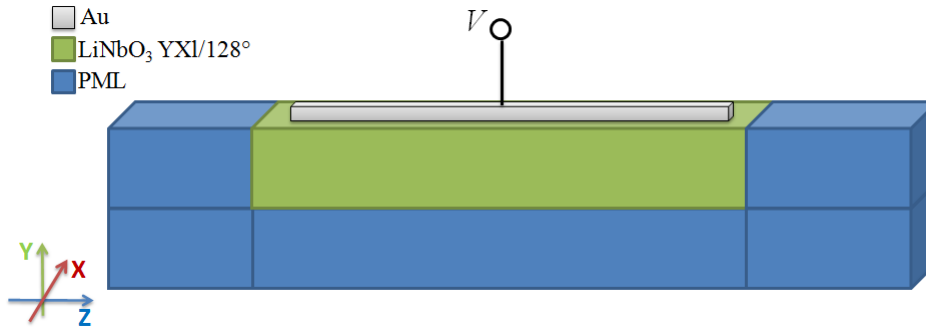


FIGURE 2.9 – Schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique pour une structure à ouverture acoustique finie.

### 2.3 Étude de la propagation à l'aide de modèles à ouverture acoustique finie

Les calculs précédents concernent des réseaux d'électrodes infiniment grandes dans la direction transverse (modèles à ouverture acoustique infinie simulés en « tranches »). En pratique, même si les composants à ondes de surface sont dimensionnés pour que l'ouverture acoustique soit grande devant la période du réseau d'électrodes, on peut voir apparaître des effets de couplage entre les modes latéraux des électrodes et les modes de surface principaux. Au niveau des transducteurs, ce type de couplage peut provoquer des oscillations de la réponse électrique spectrale, causées par la distribution non homogène des champs. Pour des composants SAW, mais aussi pour des résonateurs à ondes de Lamb, la géométrie des doigts peut être modifiée pour découpler électriquement les modes latéraux [92]. Les études menées dans la section précédente mettent en évidence un couplage entre le mode de Rayleigh et le mode SH pour la géométrie choisie. Il est connu que ce couplage peut causer du rayonnement latéral d'énergie, et que certains multicouches SiO-LNO permettent d'enlever l'effet des modes latéraux des électrodes, l'empilement multicouche permettant un fonctionnement en mode piston [40].

Pour simuler les effets transverses, un modèle appelé *Thin-Plate Model* et des versions améliorées dénommées *Extended Thin-Plate Model* ont été développés [93, 94]. Ils permettent de prendre en compte la taille finie des électrodes, et plus spécifiquement le couplage des différents modes des électrodes de taille finie avec le mode de Rayleigh. De plus, la technique de « cascade hiérarchique » pour éléments finis a été utilisée pour étudier les modes transverses de dispositifs à ondes de surface [73]. En l'absence d'outil de simulation implémentant les techniques décrites ci-dessus, on se propose de poursuivre avec les types d'études précédemment définis en section 2.2.2, par la méthode des éléments finis. On notera que, pour les simulations à ouverture acoustique finie, le calcul harmonique est en général mieux adapté que le calcul modal car ce dernier a tendance à faire apparaître un grand nombre de modes non-physiques, difficiles à distinguer des modes d'intérêt. Ainsi, on se propose maintenant de calculer l'admittance harmonique pour une ouverture acoustique finie et de comparer les résultats avec ceux du calcul en ouverture acoustique infinie, pour différentes valeurs du nombre d'onde et de la fréquence. La figure 2.9 montre le schéma du modèle utilisé pour le calcul de l'admittance harmonique dans le cas d'une ouverture acoustique finie. Le modèle est similaire à celui de la figure 2.2 auquel sont ajoutés la dimension latérale de l'électrode ainsi que les domaines de PML sur les faces normales à la direction  $z$ .

La figure 2.10 compare le module de l'admittance harmonique calculé en bord de zone de Brillouin ( $k = k_x p / \pi = 1$ ), pour les cas à ouverture acoustique finie et infinie. Pour obtenir une comparaison pertinente en termes de valeurs, l'admittance harmonique par unité de longueur d'électrode (figure 2.7) est multipliée par l'ouverture acoustique de l'électrode de taille finie (200  $\mu\text{m}$ ). Ceci est équivalent à considérer une électrode de taille finie dont la distribution des champs est homogène et négligeant les effets des bords. Pour une fréquence de 370 MHz, on peut voir que

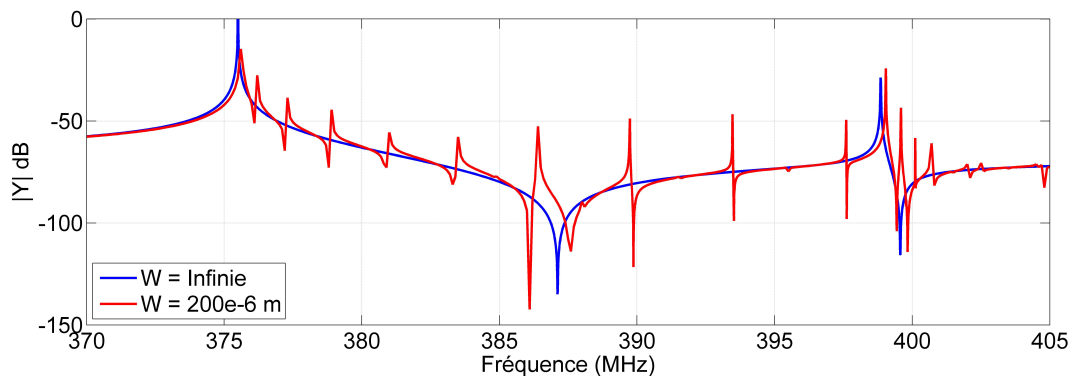


FIGURE 2.10 – Superposition de l’admittance harmonique calculée pour une électrode de taille infinie et avec une ouverture acoustique de 200  $\mu\text{m}$ , en bord de zone de Brillouin.

les deux courbes présentent presque le même niveau. La résonance est par ailleurs présente à des fréquences proches pour les deux cas. Cependant, des différences notables peuvent être relevées au delà de cette première résonance. Entre la résonance et antirésonance, c’est-à-dire entre 375 MHz et 385 MHz, on voit ainsi apparaître plusieurs résonances de couplage plus faible qui correspondent aux modes transverses liés à l’ouverture acoustique finie. En dehors de ces résonances supplémentaires, l’évolution de l’admittance reste similaire entre les deux cas. A l’inverse, à proximité de l’antirésonance, vers 385 MHz, les deux courbes diffèrent significativement. On peut associer cet effet au couplage entre le mode de Rayleigh et un mode transverse de l’électrode qui modifie la fréquence d’antirésonance. Deux pics sont présents pour le cas à ouverture acoustique finie, l’un à une fréquence plus faible (386,1 MHz) et l’autre plus importante (387,6 MHz) que celle du cas à ouverture infinie (387,1 MHz). Ensuite, entre l’antirésonance et la résonance qui correspond au mode SH, c’est-à-dire entre 385 MHz et 400 MHz environ, les deux courbes (cas ouverture finie et ouverture infinie) sont très similaires, même si le cas ouverture finie présente un certain nombre de paires résonance/antirésonance qui perturbent la courbe. Ces résonances supplémentaires sont dues à la présence de modes transverses, liés à l’étendue finie de l’électrode. La déformée dans la direction de propagation est celle du mode de Rayleigh alors que dans la direction transverse on a un nombre de longueurs d’onde différent pour chaque résonance supplémentaire.

Rayleigh-SAW (MHz)	W Finie	W Infinie
Résonance	375,6	375,5
Antirésonance	386,1 / 387,6	387,1
SH-SAW (MHz)		
Résonance	399	398,9
Antirésonance	399,4 / 399,8	399,6

TABEAU 2.1 – Fréquences de résonance et d’antirésonance de l’admittance harmonique pour les modes de Rayleigh et SH pour une ouverture acoustique finie et infinie.

La table 2.1 présente les valeurs des fréquences de résonance et d’antirésonance, des modes de Rayleigh et du mode SH, dans le cas de l’ouverture finie ou infinie. La résonance du mode SH du cas fini est présente pour une fréquence légèrement différente de celle du cas infini. Pour l’antirésonance, encore une fois, on voit deux pics au lieu d’un seul à cause d’un couplage entre un mode transverse de l’électrode et le mode SH. Pour le reste de la courbe, les deux cas sont à nouveau similaires en dehors de résonances supplémentaires isolées.

Comme pour le cas de l’ouverture infinie, il est possible, dans le cas de l’ouverture finie, de calculer l’admittance harmonique pour différents couples de valeurs de fréquences et de nombres d’onde (voir figure 2.8). La figure 2.11 présente l’évolution de l’admittance harmonique calculée pour des électrodes à ouverture acoustique finie. Le nombre de points de calcul a été réduit compte



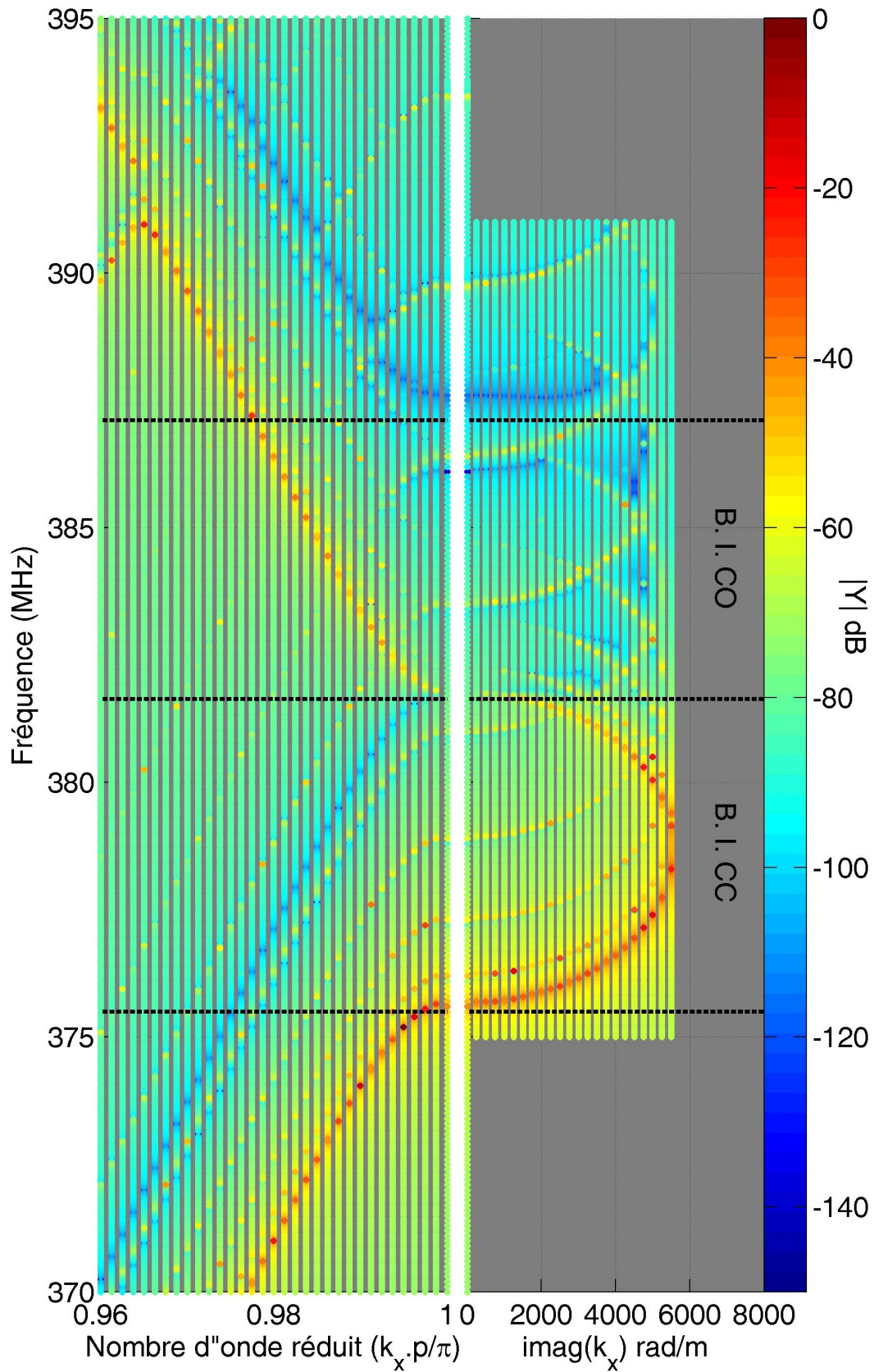


FIGURE 2.11 – Admittance harmonique pour une électrode d'ouverture acoustique  $W = 200 \mu\text{m}$  en bord de zone de Brillouin et pour différents valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde.

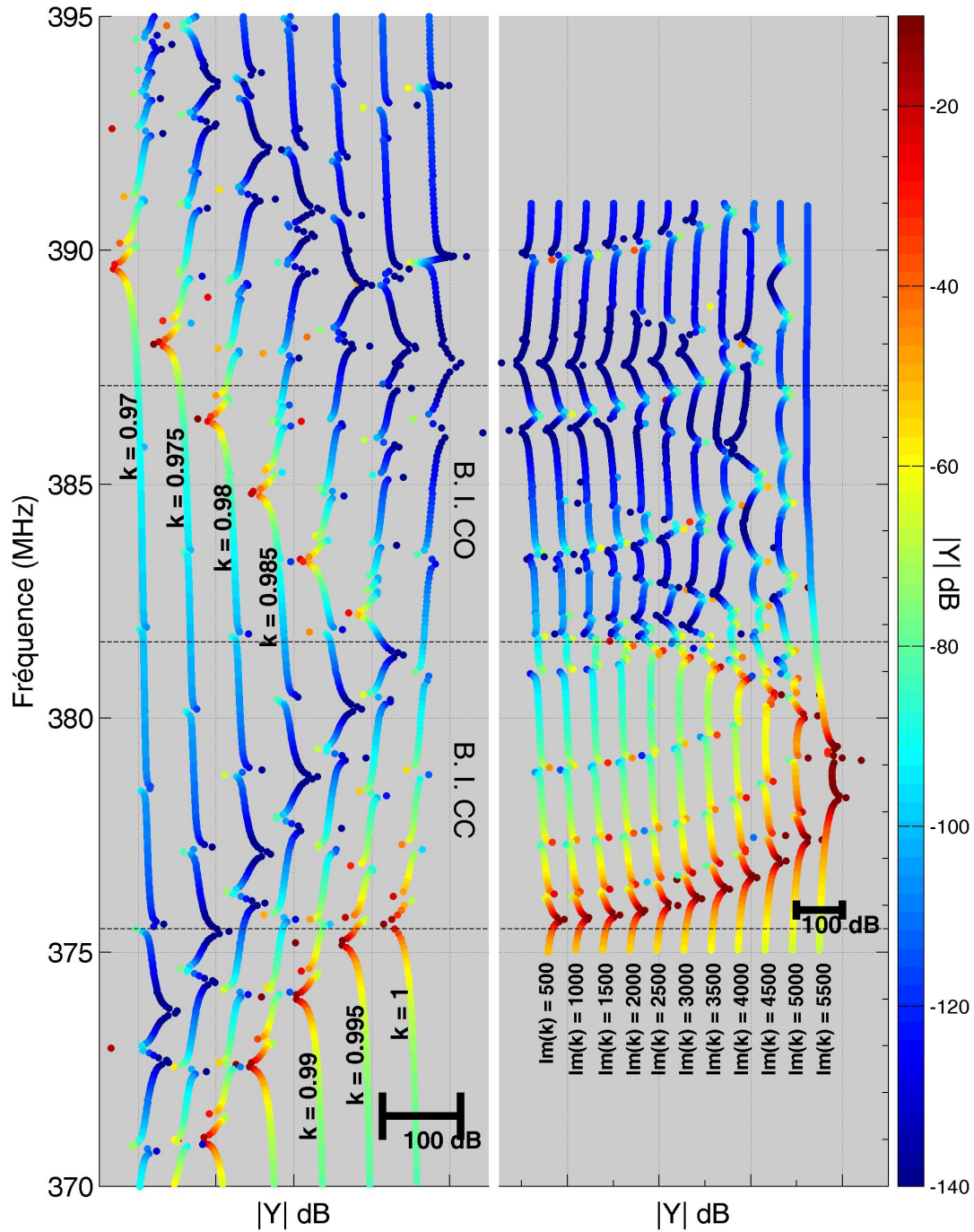


FIGURE 2.12 – Admittance harmonique pour une électrode d'ouverture acoustique  $W = 200 \mu\text{m}$  en bord de zone de Brillouin et pour différents valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde ( $k_x [=]$  rad/m).



tenu du temps de simulation élevé. La figure 2.12 est une représentation alternative de la figure 2.11 qui facilite la visualisation des variations de niveau de l'admittance. Sur la figure 2.12, chaque courbe verticale correspondant à un nombre d'onde donné et met en évidence les résonances et antirésonances des modes intermédiaires. Si pour  $k = 1$  le mode constituant à la fois la sortie de la bande CC et l'entrée de la bande CO n'était pas détectable sur la courbe d'admittance, on peut constater que dès  $k = 0,995$  on distingue bien autour de 381,65 MHz un pôle et un zéro distincts. Pour des nombres d'onde  $k$  plus faibles, les branches avant et après les bandes interdites CC et CO restent présentes et évoluent de la même façon que pour le cas de l'ouverture acoustique infinie. Entre les branches basses fréquences du mode CC et du mode CO (fréquence inférieure à 381,65 MHz et nombres d'onde réduits inférieurs à 0,995), 4 résonances/antirésonances supplémentaires sont présentes sur chaque courbe. Ces modes latéraux évoluent de la même façon que le mode de Rayleigh et la pente des branches du mode de Rayleigh est presque égale à celle des modes latéraux. Les fréquences des résonances de la branche CC sont décalées de 0,2 MHz par rapport aux courbes du cas de l'ouverture acoustique infinie. En revanche, la fréquence des antirésonances diffère de 0,2 MHz à 0,6 MHz par rapport au cas de l'ouverture acoustique finie, et en moyenne entre 0,2 MHz et 0,4 MHz pour le cas  $k = 0,995$ , proche du bord de la zone de Brillouin. La différence entre les fréquences d'antirésonance pour les deux cas est probablement due à la présence de modes transverses de l'électrode pour une fréquence proche. Pour les branches à plus haute fréquence des modes CC et CO (c'est-à-dire en sortie des deux bandes interdites, pour des fréquences supérieures à 381,65 MHz), on note également une évolution similaire à celle du cas infini. Néanmoins, un nombre plus important de résonances supplémentaires est présent entre la résonance et l'antirésonance du mode de Rayleigh. On note par ailleurs que le nombre de résonances supplémentaires n'est pas le même pour toutes les valeurs de  $k$ . La différence de 0,2 MHz entre les fréquences de résonance du mode CC pour les cas fini et infini est présente pour toutes les valeurs de  $k$ . Pour la fréquence d'antirésonance correspondant au cas CO (fréquences supérieures à 387,1 MHz), cette différence est comprise entre 0,3 et 0,7 MHz. C'est l'antirésonance en sortie de bande CO qui subit la différence la plus grande (environ 1 MHz), comme noté à la figure 2.10.

On s'intéresse maintenant au calcul en bord de zone de Brillouin et on cherche à suivre les modes de Rayleigh à l'intérieur de la bande interdite. On voit clairement le mode CC qui trace une demi-ellipse similaire à celle observée pour le cas à ouverture acoustique infinie (figure 2.8). Dans les deux cas, la valeur maximale de la partie imaginaire de  $k$  est environ  $Im(k) = 5600$  rad/m. Les modes transverses de l'électrode ne croisent pas l'ellipse dans sa première moitié, pour les fréquences inférieures à 379 MHz. Pour des fréquences plus importantes, il est aisé d'identifier la résonance du mode Rayleigh mais son amplitude diminue lorsque le nombre d'onde se rapproche de l'axe des  $k$  réels en sortie de la bande CC. La branche qui correspond au mode Rayleigh CO est plus difficile à identifier du fait de la présence des modes transverses de l'électrode. On remarque que les fréquences des antirésonances en sortie de bande CO (présentes pour 386,1 et 387,6 MHz sur la figure 2.10) ne varient quasiment pas pour des valeurs de  $Im(k)$  comprises entre 500 et 2500 rad/m. L'antirésonance à plus basse fréquence n'est plus présente pour une valeur de  $Im(k)$  supérieure à 2500 rad/m.

A ce stade on peut se demander quelle forme peut prendre l'équation 2.2 qui explicite le rapport entre la courbe de dispersion en condition CO et CC en présence d'interactions entre le mode de Rayleigh principal et un ensemble de modes transverses. Même si le comportement global est similaire pour des ouvertures acoustiques finie et infinie, le croisement des modes, en particulier à l'intérieur de la bande interdite CO, suggère que le terme  $D^{OC}(k_x, f)$  y est fortement modifié du fait de la dimension latérale de la géométrie. Dans leur article [89], Plessky, Biryukov et al. déconseillent d'appliquer des transformations arbitraires aux équations de dispersion, ce type d'opération pouvant générer des solutions non-physiques du problème. Néanmoins, on peut se demander si l'application de transformations bien spécifiques à l'admittance harmonique calculée pour une géométrie à ouverture acoustique infinie peut permettre de retrouver l'admittance harmonique pour le cas fini et donc retracer les courbes de dispersion. Ces modifications sur l'équation 2.2 devraient fournir des informations sur le couplage entre les modes transverses de l'électrode et

le mode de Rayleigh. La comparaison entre les courbes de dispersion pour des ouvertures finie et infinie montre que les effets transverses introduisent des modifications sur la propagation de l'onde de surface. Le changement le plus notable est le couplage entre un mode transverse de l'électrode et le mode en sortie de la bande CO (tableau 2.1). Cependant, compte tenu des temps de calculs très différents entre les deux cas, la section suivante propose une modification du cas de l'ouverture acoustique infinie qui permettrait de recalibrer les fréquences obtenues, en particulier pour la fréquence de sortie de la bande interdite CO. La solution retenue consiste à introduire une capacité entre les électrodes en potentiel flottant et la masse. Cette capacité peut être vue comme un paramètre supplémentaire du modèle.

## 2.4 Prise en compte d'une capacité dans le modèle à ouverture acoustique infinie

Dans la section précédente, on a vu que les bandes interdites CO et CC n'étaient pas les mêmes pour les modèles à ouverture finie ou infinie. Pour le cas infini, la bande interdite CC se situe entre 375,6 et 381,65 MHz, alors que pour le cas fini, elle est présente entre 375,5 et 381,65 MHz. Dans le cas CO, l'analyse est plus difficile. Si pour le cas infini on peut affirmer que les bornes de la bande interdite sont 381,65 et 387,1 MHz, pour le cas fini, seule l'entrée est bien définie à 381,65 MHz, alors que la sortie se traduit par une paire d'antirésonances proches, et donc une ambiguïté sur la fréquence à choisir. Dans cette section, l'idée est d'introduire un facteur correctif dans le modèle à ouverture acoustique infinie de manière à obtenir de bonnes approximations des propriétés non seulement pour les courbes de dispersion des ondes de surface, mais aussi pour l'admittance. L'intérêt est ici d'éviter de recourir systématiquement à des simulations en ouverture acoustique finie, considérablement plus coûteuses en temps de calcul, en particulier si l'on considère les simulations de composants complets abordés dans les chapitres suivants. Dans le cas d'un empilement de barreaux piézoélectriques, il a été montré que la bande interdite en CC ou CO pouvait être modifiée par l'introduction d'une capacité en parallèle des composants piézoélectriques [17]. Cette idée est reprise ici. Dans cette partie, l'impact de l'introduction d'une capacité reliant les électrodes à la masse sur la propagation de l'onde de surface est étudiée pour un arrangement infini périodique à ouverture acoustique infinie. La géométrie utilisée est celle de la figure 2.1. La figure 2.13 présente le schéma électrique équivalent avec la convention de récepteur usuelle utilisée en électronique.

Le rectangle représente la partie éléments finis de la simulation, et le symbole usuel d'un résonateur en électronique est utilisé.  $V_{SAW}$  et  $I_{SAW}$  représentent respectivement le potentiel sur l'électrode et le courant entrant. Ce courant est égal à la dérivée dans le temps de la charge totale portée par l'électrode, notée  $Q$ .  $V_C$  et  $I_C$  dénotent le potentiel aux bornes et le courant traversant la capacité qui est connectée à l'électrode. Les lois des mailles et des nœuds donnent  $V_{SAW} = V_C$  et  $I_{SAW} + I_C = 0$ . La relation entre courant et potentiel dans une capacité étant  $I_C = j\omega CV_C$ , on a finalement

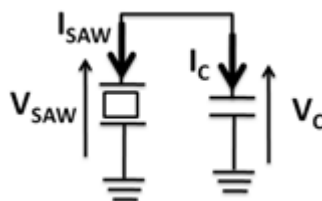


FIGURE 2.13 – Schéma électrique équivalent introduisant une capacité entre l'électrode et la masse dans le modèle EF de la figure 2.1.

$$V_{SAW} = -\frac{1}{j\omega C} I_{SAW} = -\frac{Q}{C}. \quad (2.3)$$

Dans les simulations éléments finis de composants entiers présentées dans les chapitres suivants, l'introduction d'une capacité entre une électrode et la masse se traduit donc par une relation entre la charge et le potentiel pour l'électrode, de la forme :

$$Q = CV. \quad (2.4)$$

$C$  peut avoir une valeur positive ou négative, les deux cas seront simulés par la suite. Quand la valeur  $C$  est nulle, cette condition est équivalente à une condition de potentiel flottant (CO). Pour de grandes valeurs de  $C$ , elle est équivalente à une condition de mise à la masse ou court-circuit (CC). Pour les simulations de systèmes périodiques infinis du présent chapitre, il n'est pas nécessaire d'ajouter directement une condition sur la charge dans le problème éléments finis. Puisque le domaine de simulation ne comporte qu'une seule électrode et que son spectre d'admittance  $Y(\omega) = I_{SAW}/V_{SAW}$  est entièrement connu (pour  $k = 1$ ), on peut simplement introduire la connexion à une capacité a posteriori. En pratique :

$$V_{SAW} = -\frac{I_{SAW}}{j\omega C}, Y = -j\omega C \implies d(\omega, C) = Y + j\omega C. \quad (2.5)$$

La grandeur  $d(\omega, C)$  dépend de la fréquence et de la valeur de la capacitance connectée à l'électrode. Ses zéros correspondent aux points de fonctionnement de l'ensemble formé par le réseau infini de cellules piézoélectriques (avec  $k = 1$ ) munies d'électrodes toutes reliées à la masse à travers des capacités identiques. La figure 2.14 présente cette grandeur en fonction de la fréquence et de la capacité connectée à l'électrode, calculée à partir de l'admittance de la figure 2.7.

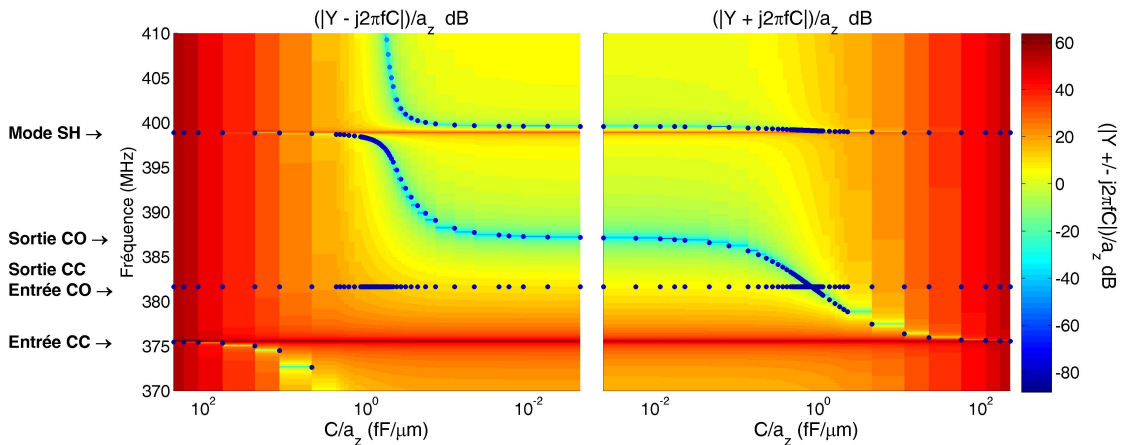


FIGURE 2.14 – Variations en fonction de la valeur de la capacité connectée des modes calculés par simulation modale et de la valeur de  $d$  (équation 2.5) représentée par l'échelle de couleur. Les points présentent les fréquences des modes pour différentes valeurs de la capacité, calculées par simulations modales en incluant directement la connexion de la capacitance (équation 2.4)

L'échelle des couleurs décrit cette grandeur normalisée par  $a_z$ . Le graphe de gauche correspond à une capacité négative ( $C < 0$ ) et celui de droite à une capacité positive ( $C > 0$ ). On retrouve que les valeurs extrêmes ( $C$  positive très grande à droite et  $C$  négative très grande à gauche) sont identiques. De même, pour le cas  $C = 0$ , on retrouve la courbe qui correspond au cas CO (voir figure 2.7). A des fins de vérification, on superpose à ces courbes les fréquences des modes pour différentes valeurs de la capacité, calculées par simulations modales en incluant cette fois-ci directement la connexion de la capacitance (équation 2.4). Chaque point représente un mode calculé. Pour

améliorer la lisibilité une échelle logarithmique est utilisée pour l'axe horizontal.

Pour les faibles valeurs de la capacité, les trois modes à plus basses fréquences, respectivement 381,65 MHz, 387,1 MHz et 399,6 MHz, sont physiques et correspondent aux modes pour la condition CO. Les deux premiers sont les modes de Rayleigh aux bornes de la bande interdite et le troisième est le mode SH. De même, pour les valeurs élevées de la capacité, les trois modes aux fréquences les plus basses, c'est-à-dire 375,5 MHz, 381,65 MHz et 398,9 MHz correspondent aux modes physiques pour la condition CC, et apparaissent dans le même ordre. On peut noter en premier lieu que le mode à 381,65 MHz (sortie de bande CC et entrée de bande CO) ne présente aucune variation en fonction de la capacité. Par ailleurs, il est totalement invisible sur les variations de la grandeur  $d$  issue des simulations en admittance. Ces deux points sont en cohérence avec les remarques précédentes sur l'absence d'influence des conditions électriques sur ce mode. En particulier, pour le problème en admittance, l'excitation est supposée électrique (présence d'un terminal en courant/tension sur l'électrode), et l'excitation du mode est donc impossible. Pour tous les autres modes physiques présents dans la gamme de fréquences d'intérêt, on a bien la concordance attendue entre les zéros de  $d(\omega, C)$  et les résultats des simulations modales, et des variations très significatives des fréquences des modes en fonction de  $C$  sont immédiatement visibles.

Tout d'abord, pour des valeurs négatives de la capacité (en partant d'une capacité nulle), on note que la fréquence du mode en sortie de bande CO, initialement à 387,1 MHz, augmente lentement au fur et à mesure que la capacité décroît jusqu'à environ  $C/a_z = -0.4115$  fF/ $\mu\text{m}$  (pour une fréquence d'environ 394,7 MHz), valeur à partir de laquelle on note une hybridation avec le mode SH. Pour des valeurs encore plus faibles, la fréquence diverge vers des valeurs de plus en plus grandes. Autour de  $C/a_z = -0,821$  fF/ $\mu\text{m}$  l'évolution fréquentielle du mode présente une singularité, au-delà de laquelle il réapparaît à basse fréquence. Pour des fréquences très éloignées de la résonance et de l'antirésonance (par exemple environ 415 MHz sur la figure 2.7), l'admittance harmonique a un comportement essentiellement capacitif. Quand on connecte une capacité négative avec une valeur égale à la capacité statique de la structure, l'équation 2.5 s'annule pour des fréquences très éloignées de la fréquence de Bragg (environ 384.35 MHz pour la condition CO) et donc la fréquence du zéro qui correspond au mode en sortie de bande CO diverge. Pour des valeurs encore plus faibles de  $C$ , ce mode tend finalement vers le mode en entrée de la bande interdite de Rayleigh en CC (375,5 MHz). On notera enfin qu'en dehors de la zone où il s'hybride avec le mode dépendant fortement de  $C$ , le mode SH n'est pratiquement pas affecté par cette variable. Pour des valeurs positives de la capacité, l'évolution des différents modes est beaucoup plus simple, car la discontinuité n'est pas présente et les modes évoluent de façon continue. La fréquence des modes décroît pour des valeurs plus fortes de  $C$  jusqu'à tendre vers les modes de Rayleigh CC.

D'un point de vue pratique, la capacité peut donc être utilisée pour modifier la fréquence en sortie de la bande interdite CO, en l'augmentant pour des valeurs négatives de  $C$  et en la diminuant pour des valeurs positives de  $C$ . Dans la section 3.3.2, on utilisera cette approche pour ajuster la fréquence de résonance dans nos simulations éléments finis.

Finalement on peut remarquer que l'utilisation de l'admittance harmonique pour étudier l'effet de la capacité peut être aussi d'intérêt pratique, par exemple pour étudier l'effet d'une impédance de charge différente sur les électrodes.

## 2.5 Admittance harmonique pour une cellule élémentaire à deux périodes

Dans l'étude des cristaux phononiques piézoélectriques, il a été démontré que l'alternance de conditions électriques périodiques peut permettre d'ouvrir des bandes interdites. Un exemple de l'utilisation de conditions périodiques électriques est présenté sur le cristal phononique constitué de cylindres piézoélectriques construit par Degraeve et al. [16]. Sur les études précédentes, la simulation d'une seule période de la structure permet de ne modéliser que des

électrodes périodiques avec la même condition électrique (électrodes toutes en potentiel flottant et indépendantes ou bien toutes connectées à la masse). L'idée dans cette partie est d'introduire l'utilisation d'un calcul d'admittance harmonique pour étudier l'effet des conditions électriques périodiques. Cette démarche est poursuivie plus en détails dans l'annexe B. Pour étudier l'effet des conditions électriques périodiques sur la bande interdite, on simule plusieurs périodes de l'arrangement infini périodique. Ainsi la taille de la cellule unitaire dépend du nombre d'électrodes modélisées. Le nombre d'onde définit le déphasage du champ entre les deux limites opposées de la cellule unitaire. Au lieu de faire des simulations modales, on propose de calculer une matrice d'admittance harmonique qui relie le potentiel et courant de chaque électrode dans la cellule élémentaire et ensuite d'identifier les courbes de dispersion en étudiant la position des pôles et des zéros dans le plan de fréquences et nombres d'onde des différents éléments de la matrice. Cela permet par exemple d'étudier aisément l'effet de plusieurs charges périodiques (comme la capacité dans la section 2.4) aux bornes des électrodes ou bien d'obtenir simultanément la courbe de dispersion pour plusieurs conditions électriques des électrodes.

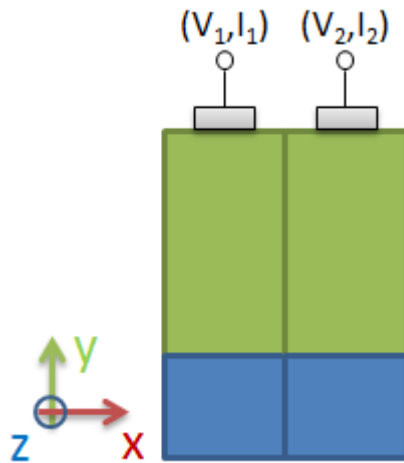


FIGURE 2.15 – Schéma du modèle utilisé pour le calcul de la matrice d'admittance pour une cellule à deux périodes.

Dans cette section, on considère une cellule élémentaire à deux électrodes (figure 2.15) pour laquelle il est possible de faire une simulation harmonique similaire à celle du cas à une électrode (fig. 2.2). La bande interdite du mode de Rayleigh précédemment étudié est obtenue dans les simulations avec  $k = 0$  (déphasage de  $\pi$  pour chacune des demi-cellules).

Les simulations modales montrent que si les deux électrodes de la cellule élémentaire ont un potentiel différent (soit une des deux électrodes en CO et l'autre en CC ou bien les deux électrodes en CO), alors la bande interdite de la structure périodique infinie est celle d'un arrangement périodique infini d'électrodes en condition CO. Au contraire, si les deux électrodes ont le même potentiel (les deux électrodes connectées à la masse ou bien connectées entre elles et en potentiel flottant), la bande interdite est celle d'un arrangement périodique infini d'électrodes en condition CC. Ce résultat sera utilisé dans le chapitre 4 (et discuté dans la section 4.1) pour concevoir des résonateurs commutables.

Dans cette section, on s'intéresse au potentiel et au courant sur les deux électrodes à la fois dans le cas d'une excitation harmonique. On définit donc deux terminaux (ou ports) indépendants. En choisissant les indices 1 et 2 pour les électrodes de gauche et de droite respectivement, on définit la matrice d'admittance :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

La généralisation du théorème proposé par Plessky et al. [89] (cf. équation 2.2) à des cellules élémentaires à plusieurs électrodes pour le calcul des modes propres de la structure n'est pas simple. En guise de test, on effectue le calcul de la matrice d'admittance pour la cellule à deux périodes pour vérifier si l'équation 2.2 reste valable. Grâce à la symétrie des métallisations et du substrat, on a  $Y_{11} = Y_{22}$  et  $Y_{12} = Y_{21}$ . La figure 2.16 présente les valeurs des éléments  $Y_{11}$  et  $Y_{21}$  de la

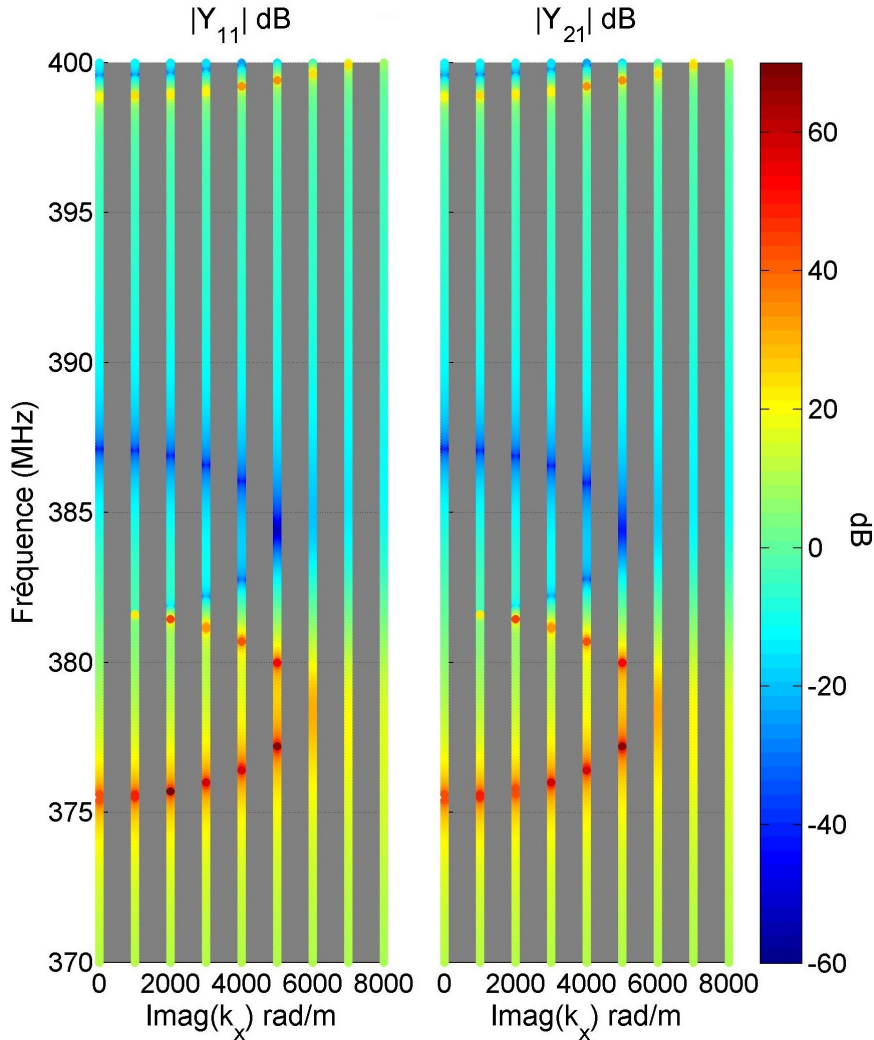


FIGURE 2.16 – Paramètres  $Y_{11}$  et  $Y_{21}$  au centre de la zone Brillouin ( $k = 0$ ) pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde (on impose un potentiel harmonique sur  $V_1$  et  $V_2 = 0$ ).

matrice d'admittance harmonique au centre de la zone de Brillouin ( $k = 0$ ) pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde. Pour ce calcul, un potentiel harmonique est appliqué sur l'électrode 1 et une condition de court-circuit est imposée sur l'électrode 2. On calcule ensuite la relation entre le courant dans chaque électrode et le potentiel appliqué sur l'électrode 1.

En bord de zone de Brillouin pour  $Im(k) = 0$ , les deux courbes sont strictement identiques, à l'exception de la phase des paramètres  $Y_{11}$  et  $Y_{21}$  qui est opposée. Les résonances et antirésonances associées aux modes CC et CO sont présentes. Ceci peut être vu comme l'équivalence entre la simulation avec deux électrodes et un nombre d'onde nul et la simulation avec une électrode dans la cellule unitaire et un nombre d'onde normalisé de 1. En bord de zone de Brillouin, la phase entre la cellule élémentaire à une électrode et l'électrode de la période contiguë dans le réseau périodique infini d'électrodes est de  $\pi$  et donc,  $V_2 = -V_1$  et également  $I_2 = -I_1$  ce qui donne pour les admittances  $Y_{11} = I_1/V_1$  et  $Y_{12} = I_1/V_2 = -I_1/V_1 = -Y_{11}$ . Pour les autres courbes, la phase ne reste plus strictement opposée quand on s'éloigne de  $k = 0$ . De plus, on note de très légères différences entre les amplitudes des paramètres  $Y_{11}$  et  $Y_{21}$ , en particulier entre les antirésonances.

Les fréquences d'antirésonance sont aussi très légèrement décalées. Pour  $Im(k) = 4750$  rad/m, les fréquences d'antirésonance de  $Y_{11}$  sont séparées d'environ 0,1 MHz de celles de  $Y_{12}$ . Il convient de vérifier si la matrice d'admittance permet de reproduire les conditions électriques utilisées pour les simulations modales, c'est-à-dire un courant nul pour une condition de potentiel flottant et un potentiel nul pour une condition de court-circuit.

Si l'on impose un potentiel nul sur l'électrode 2, alors on retrouve  $Y_{11} V_1 = I_1$ . Dans ce cas, les pôles de  $Y_{11}$  correspondent à un potentiel  $V_1$  qui est nul et donc aux modes de surface en condition CC. Les zéros de  $Y_{11}$  correspondent à un courant  $I_1$  nul et donc aux modes de surface en condition CO. Sur la figure 2.16, l'évolution des pôles et zéros à l'intérieur de la bande interdite a le comportement attendu : si l'électrode 1 est mise en court-circuit, la bande interdite CC est retrouvée si elle est en potentiel flottant, la bande interdite CO est obtenue. On peut également comparer cette figure à celle calculée à partir de l'admittance harmonique d'une cellule à une seule électrode (figure 2.8), qui présente pratiquement le même résultat.

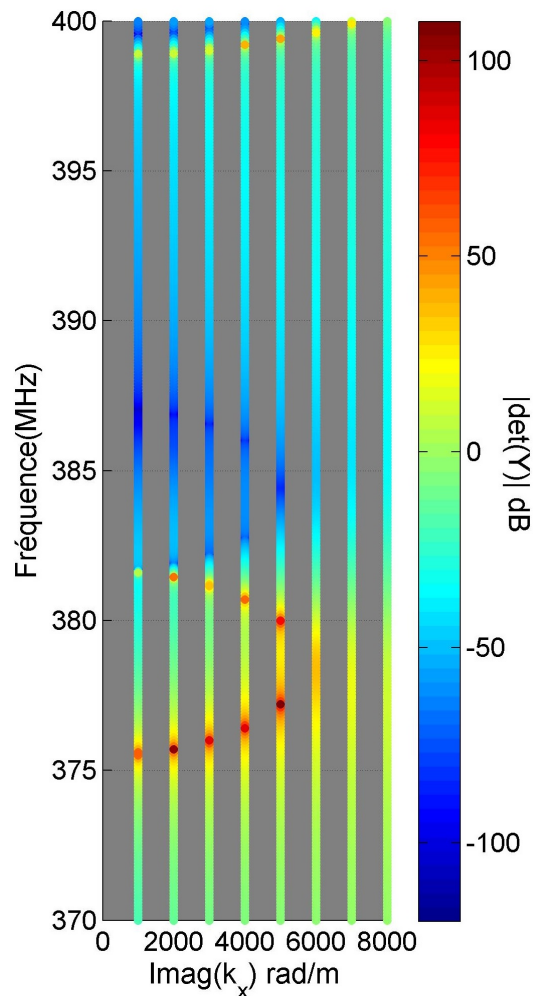


FIGURE 2.17 – Déterminant de la matrice  $Y$  au centre de la zone Brillouin ( $k = 0$ ) pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde.

Si le courant s'annule pour les deux électrodes (deux électrodes en potentiel flottant), le déterminant de la matrice d'admittance doit s'annuler pour obtenir une solution non triviale de l'équation 2.6. Inversement, si le potentiel est nul sur les deux électrodes, l'inverse du déterminant doit s'annuler. Il semble donc que pour le déterminant de cette matrice (similairement que pour l'admittance sur la simulation avec une seule électrode) les zéros correspondent aux modes pour lesquels les deux électrodes sont en potentiel flottant et les pôles aux modes avec deux électrodes



en court-circuit.

La figure 2.17 montre la variation de ce déterminant avec la fréquence pour toutes les valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde précédemment utilisées. On n'affiche pas le résultat pour  $Im(k) = 0$  car la symétrie de la matrice en bord de zone de Brillouin implique la nullité du déterminant pour toutes les fréquences. Il apparaît que l'évolution des pôles et des zéros correspond aux bandes interdites CO et CC jointives affichées sur le diagramme à droite de la figure 2.8.

La cellule à deux électrodes sera étudiée plus en détail dans le chapitre 4, tant que le potentiel des deux électrodes de la cellule élémentaire ont un potentiel différent alors la structure présente la bande interdite CO alors que quand le potentiel est égal la structure présente la bande interdite CC. Il est intéressant de calculer la matrice de l'équation 2.6 pour une cellule ayant plus de périodes et pour laquelle un nombre plus important de conditions électriques pourrait être considéré. Cette démarche est poursuivie dans l'Annexe B. On retrouve qu'en effet pour la cellule à deux périodes ainsi que pour des cellules élémentaires à 3 et 4 électrodes supportant des conditions électriques différentes, les fréquences des pôles et zéros déterminées par manipulation de l'admittance harmonique correspondent aux fréquences des modes calculés par simulation modale. Néanmoins une extension rigoureuse de l'équation 2.2 est toujours souhaitable pour valider l'étude généralisée de systèmes à  $N$  conditions électriques.

## 2.6 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, la propagation des modes de surface pour un ensemble infini périodique d'électrodes en or sur un substrat  $\text{LiNbO}_3$  YXl/128° a été étudiée pour des électrodes à ouverture acoustique infinie et finie. A partir du calcul des caractéristiques des bandes interdites pour différentes géométries des électrodes, certaines zones pour lesquelles des bandes interdites sont présentes pour les deux conditions électriques CC et CO ont été identifiées. Une géométrie a été retenue pour la suite, pour laquelle les bandes interdites CC et CO ont la même largeur et sont adjacentes. Ce choix devrait apporter aux miroirs conçus avec ces géométries des performances (coefficients de réflexion) similaires pour les deux conditions électriques, l'effet du changement de condition étant associé au décalage de la fréquence de fonctionnement des miroirs.

Les courbes de dispersion pour cette géométrie ont été calculées par deux méthodes : un calcul modal et un calcul d'admittance harmonique. Les courbes calculées par les deux méthodes sont en bon accord pour tous les nombres d'onde et les fréquences calculés, à la fois pour le mode de Rayleigh et pour le mode SH. Par ailleurs, le calcul de l'admittance harmonique a permis de suivre l'évolution des modes de Rayleigh à l'intérieur de la bande interdite. Certains modes sont identiques pour les deux conditions électriques. Les champs associés à ces modes sont antisymétriques avec un plan nodal au centre de l'électrode qui les rend insensibles à la condition électrique sur l'électrode. Ces modes sont présents au bord de la zone de Brillouin pour le mode de Rayleigh et pour un nombre d'onde réduit de 0,968 pour le mode SH. Ils ne peuvent pas être excités électriquement et ne sont associés ni à des pôles ni à des zéros d'admittance. De plus, on peut remarquer la présence de bandes interdites d'hybridation entre le mode SH et le mode de Rayleigh pour les deux conditions électriques. Les informations critiques dans le cadre de cette thèse sont la localisation des zéros et des pôles de l'admittance dans l'espace des nombres d'onde complexes et des fréquences réelles. Ce type de calcul bénéficierait d'un couplage avec un algorithme de type gradient pour réduire les temps de calcul.

Des calculs d'admittance harmonique ont été menés pour une électrode d'ouverture acoustique finie (200  $\mu\text{m}$ , figures 2.11 et 2.12) pour plusieurs valeurs du nombre d'onde et de la fréquence. Des différences ont été relevées entre ce calcul et le calcul de l'admittance harmonique pour une ouverture acoustique infinie, liées à la présence des modes transverses des électrodes. L'évolution des branches du mode Rayleigh est complexe à analyser du fait des croisements avec les branches qui correspondent aux modes transverses des électrodes. Dans un premier temps, l'étude d'une électrode plus courte pourrait être considérée de façon à avoir un nombre moindre de modes



transverses et un temps de calcul plus réduit. Les temps de calcul en ouverture acoustique finie pourraient par ailleurs être considérablement réduits en exploitant la technique de cascade hiérarchique dans la dimension transverse. Par exemple Li et al. ont optimisé la géométrie d'une électrode dans la direction transverse en utilisant cette technique [73]. Ensuite un algorithme, par exemple basé sur un calcul de gradient, pourrait être utilisé pour suivre les zéros et les pôles de l'admittance harmonique pour les différentes valeurs du nombre d'onde et de la fréquence, dans le but de réduire le nombre de points nécessaires pour tracer les courbes de dispersion.

La différence la plus marquée entre les calculs à ouverture acoustique finie et infinie est l'antirésonance correspondant à la sortie de bande CO. L'ajout d'une capacité reliant les électrodes en condition CO à la masse peut permettre d'ajuster les courbes d'admittance pour palier l'absence des modes transverses dans le modèle à ouverture acoustique infinie. Cette méthode de correction sera utilisée pour la simulation de dispositifs dans les chapitres suivants. L'effet de la capacité a été étudié par simulations modales ainsi que par calcul de l'admittance harmonique. Il serait également intéressant d'utiliser l'admittance harmonique pour étudier l'effet d'autres charges par exemple inductives sur les électrodes.

## Chapitre 3

# Conception, modélisation et fabrication d'une structure de test

### Sommaire

---

3.1 Conception du résonateur simple port . . . . .	76
3.2 Simulation du résonateur simple port par éléments finis pour caractériser chaque élément du résonateur . . . . .	78
3.3 Étude de la réponse du résonateur pour différentes conditions électriques . . . .	81
3.4 Fabrication et mesure des structures test et recalage des modèles . . . . .	90
3.5 Conclusion et perspectives . . . . .	95

---

Dans le chapitre précédent, les arrangements périodiques infinis qui constituent des miroirs de Bragg pour les ondes de surface ont été étudiés pour deux conditions électriques (court-circuit et potentiel flottant) afin de conférer de l'agilité aux dispositifs à ondes de surface. Dans ce chapitre, on se propose de concevoir une structure test simple de type résonateur simple port, dont la fréquence de fonctionnement peut être changée par une modification de la condition électrique sur les électrodes. La première partie du chapitre présente le résonateur simple port choisi. Sa conception repose sur la matrice P et la méthode COM. Cependant, pour une modélisation plus complète, la deuxième partie présente la simulation correspondante par éléments finis, qui permet de caractériser chacun des éléments du résonateur (transducteur et miroirs). La troisième partie propose une modélisation du résonateur entier avec plusieurs conditions électriques, les électrodes des miroirs étant toutes en court-circuit, toutes en circuit ouvert, ou partiellement en court-circuit et en circuit ouvert. Dans cette partie, le modèle en tranche doit être modifié pour prendre en compte les effets dus au caractère fini de l'ouverture acoustique. Cette partie se termine par la présentation d'un diagramme mettant en évidence l'évolution de la réponse du résonateur en fonction du nombre d'électrodes en circuit ouvert. Enfin, la quatrième partie présente la fabrication et la caractérisation du résonateur. La possibilité de rendre les résonateurs agiles en modifiant la condition électrique des miroirs est discutée à partir des résultats obtenus.

## 3.1 Conception du résonateur simple port

### 3.1.1 Introduction

De façon basique, des performances de filtrage remarquables peuvent être atteintes en utilisant des résonateurs IDT, constitués uniquement d'un transducteur présentant un grand nombre d'électrodes interdigitées, qui entre en auto-résonance [53]. Cependant, comme toutes les électrodes sont utilisées pour exciter des ondes dans le substrat, il n'existe aucune possibilité de commutation de la structure. On choisit donc des résonateurs simple port pour lesquels un transducteur est entouré de deux miroirs de Bragg constituant donc une cavité résonante en se concentrant sur l'agilité pouvant être conférée à ce résonateur par commutation entre les bandes interdites CC et CO des miroirs. Parmi les structures décrites dans le chapitre 1, le résonateur simple port est la plus simple et est le premier dispositif étudié dans le cadre de cette thèse. Ces résonateurs sont des briques de base pour la fabrication des filtres « en échelle ». Ainsi, conférer une agilité aux résonateurs peut être un premier pas pour fabriquer des filtres SAW agiles.

L'approche retenue se base sur les travaux d'Hashimoto et al. [56] expliquant en détails le fonctionnement de ce type de résonateur ainsi que les considérations pertinentes pour la conception. La conception de ce type de résonateur est complexe à cause de la présence du transducteur à l'intérieur de la cavité. Pour des épaisseurs de métallisation importantes, la réflexion de l'onde au niveau des doigts du transducteur ne peut être négligée et le comportement de la cavité est modifié par rapport à celui d'une cavité classique. L'analyse de ce résonateur simple port peut être conduite par l'utilisation de la méthode de couplage de modes et la représentation par la matrice P [60] des différentes parties du dispositif. Les expressions utilisées pour les paramètres de la matrice P sont celles issues de la méthode COM. Leur validité dépend donc de la validité de la méthode COM pour la géométrie choisie. Il a été montré que la relation de dispersion obtenue par la méthode COM présente un accord acceptable avec la courbe de dispersion calculée par éléments finis. On utilisera donc les expressions résultantes de la méthode COM lorsque nécessaire dans les sections suivantes.

### 3.1.2 Géométrie du résonateur

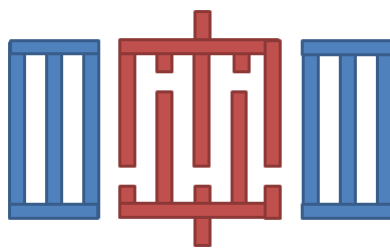


FIGURE 3.1 – Schéma d'un résonateur simple port symétrique constitué d'un transducteur interdigité entouré de deux miroirs de Bragg.

Dans cette partie, l'approche utilisée pour concevoir des résonateurs agiles par la modification de la condition électrique des miroirs est décrite et la géométrie du résonateur simple port est choisie. La matrice P couplée à la méthode COM, telle que décrite dans le chapitre 1, permet de modéliser un dispositif SAW. Elle est ici appliquée pour la conception d'un résonateur. Les expressions déterminées à partir de la matrice P fournissent la fréquence de résonance du résonateur, en prenant en compte un nombre fini d'électrodes dans le transducteur et dans les miroirs. Un résonateur simple port symétrique est constitué d'un transducteur interdigité entouré de miroirs identiques (figure 3.1). En considérant la symétrie, et en définissant  $\Gamma$  le coefficient de réflexion des miroirs, les conditions aux limites imposées à la matrice P du transducteur s'écrivent (avec les notations du chapitre 1, section 1.2.5.1, figure 1.23) :

$$\begin{aligned}U_+(0) &= \Gamma U_-(0) \\U_-(L) &= U_+(0) \\U_+(L) &= U_-(0).\end{aligned}\tag{3.1}$$

À partir de la matrice  $P$  du résonateur, l'admittance du résonateur s'écrit alors sous la forme [56] :

$$Y = p_{33} + \frac{2\chi p_{13}^2}{p_{12} + p_{11} - \Gamma^{-1}}.\tag{3.2}$$

À ce stade, il convient d'insister sur la différence entre  $\Gamma$  qui représente le coefficient de réflexion des miroirs et le paramètre  $p_{11}$  qui correspond au coefficient de réflexion dans la représentation de la matrice  $P$  (c.f. section 3.2.3). Cette convention sera conservée dans le reste de ce mémoire. Le paramètre  $p_{11}$  est calculé avec les expressions A.19 résultantes de la méthode COM alors que  $\Gamma$  fait référence de façon plus générale au coefficient de réflexion des miroirs, et en particulier au coefficient de réflexion extrait de la réponse électrique du résonateur par l'expression 3.8 (la réponse du résonateur est simulée par un calcul EF).

Quand le module du coefficient de réflexion est proche de l'unité (par exemple dans la bande interdite pour un miroir assez long), et en considérant un transducteur symétrique sans pertes, on peut (à partir de l'équation 3.2) exprimer l'admittance sous la forme [56] :

$$Y = j |p_{33}| \frac{\sin\left(\frac{\phi_+ + \phi_\Gamma}{2} + \phi_I\right)}{\sin\left(\frac{\phi_+ + \phi_\Gamma}{2}\right)}.\tag{3.3}$$

$\phi_I$  est le complément de la phase du paramètre  $p_{33}$ ,  $\phi_I = \pi/2 - \arg(p_{33})$ , et  $\phi_\Gamma$  la phase du coefficient de réflexion.  $\phi_+$  défini au chapitre 1 (équation 1.18) peut être vu comme la phase de transmission acoustique du transducteur. La condition pour la résonance est donc  $\phi_+ + \phi_\Gamma = 2n\pi$ , et celle pour l'antirésonance  $\phi_+ + \phi_\Gamma = 2(n\pi - \phi_I)$ . Morgan [95] a proposé une condition de résonance très similaire avec une analyse simplifiée du résonateur simple port. Il est intéressant de remarquer que la condition de résonance ne dépend que de la phase de propagation des ondes à travers le transducteur  $\phi_+$  et de la phase du coefficient de réflexion  $\phi_\Gamma$ . Pour l'utilisation des résonateurs dans des circuits oscillateurs et filtres, il est souhaitable de n'avoir qu'une seule résonance principale de la structure (d'amplitude beaucoup plus élevée que les autres). Il convient donc de s'assurer que la condition de phase ne soit remplie qu'une seule fois à l'intérieur de la bande de fonctionnement du miroir, i.e. à l'intérieur de la bande interdite.

Dans le chapitre 2, des géométries de miroirs ayant des bandes interdites jointives et des largeurs similaires ont été identifiées (voir figure 2.3, bande interdite CC : [375,5; 381,63] MHz; bande interdite CO : [381,63; 387,11] MHz). Un transducteur a été conçu pour ne présenter théoriquement qu'une seule résonance pour chacune des conditions électriques. Le tableau 3.1 résume les paramètres géométriques choisis pour les miroirs et le transducteur.

$W = 200 \mu\text{m}$	$p (\mu\text{m})$	$a/p$	$h (\text{nm})$	$N$
Miroirs	4,87	0,455	130	72
IDT	4,74	0,49	130	17

TABLEAU 3.1 – Paramètres géométriques du transducteur et des miroirs du résonateur retenu.

Dans un premier temps, les coefficients de réflexion des miroirs en condition CC et CO correspondants (expressions A.19) et la phase de transmission du transducteur (équation 1.18) peuvent être calculés à partir des expressions résultantes de la méthode COM. La figure 3.2 (b)

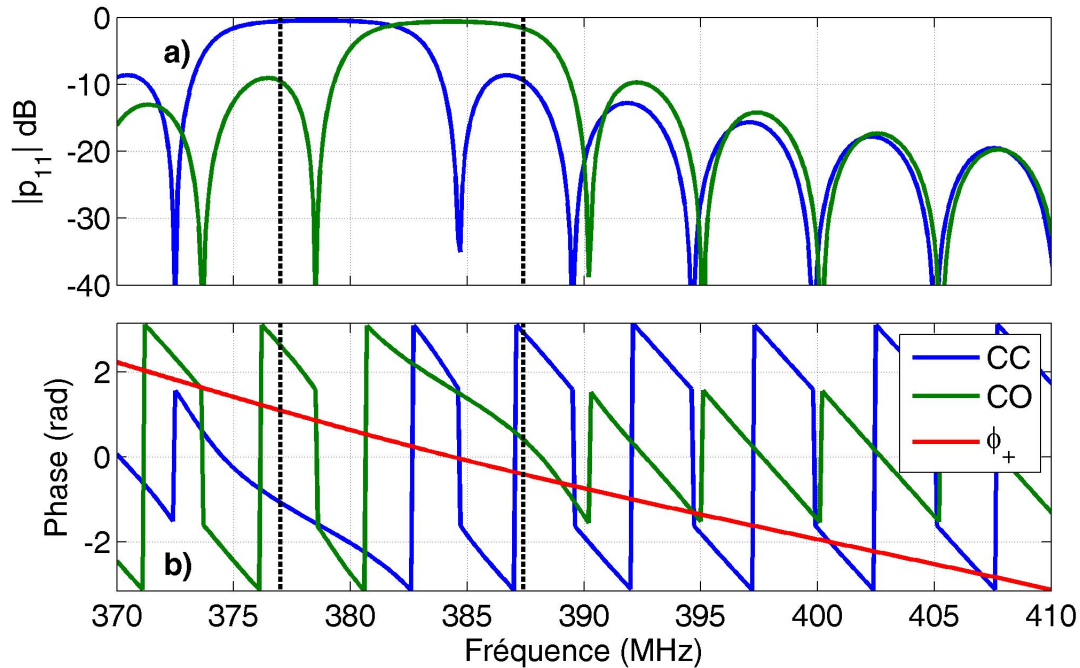


FIGURE 3.2 – (a) : module du coefficient de réflexion ( $p_{11}$ ) des miroirs en condition de court-circuit (CC) et potentiel flottant (CO); (b) : phase du coefficient de réflexion des miroirs en condition CC, CO, et phase de propagation des ondes à travers le transducteur ( $\Phi_+$ ).

présente la phase des coefficients de réflexion des miroirs pour chaque condition électrique ainsi que la phase de propagation des ondes à travers le transducteur  $\phi_+$ . Les lignes verticales identifient les fréquences de résonance pour lesquelles la somme de  $\phi_+$  et  $\phi_\Gamma$  est nulle. La figure 3.2 (a) présente le module des coefficients de réflexion des miroirs pour les deux conditions électriques. Les lignes verticales, fréquences pour lesquelles la condition de résonance est remplie, sont présentes à l'intérieur de la bande de fonctionnement des miroirs.

Cette géométrie a donc théoriquement une résonance pour chaque condition électrique, à des fréquences de 376,8 MHz pour la condition CC et de 387,3 MHz pour la condition CO. Cette première partie a permis de fixer la géométrie du résonateur qui sera utilisé ultérieurement. Cependant, certains effets ne sont pas pris en compte par la matrice P et la méthode COM. Une modélisation plus fine par éléments finis fait donc l'objet de la section suivante.

## 3.2 Simulation du résonateur simple port par éléments finis pour caractériser chaque élément du résonateur

### 3.2.1 Description du modèle

Les analyses précédentes, utilisant la matrice P et la méthode COM, ne prennent pas en compte certains effets tels que le rayonnement d'ondes de volume dans le substrat, la contribution de la capacité statique du transducteur, l'impact de la distribution des charges sous les électrodes sur le coefficient de réflexion des miroirs ou l'hybridation entre l'onde de Rayleigh et l'onde SH. Cependant, ces effets peuvent être importants dans le fonctionnement des structures avec des électrodes présentant des conditions électriques variées. Toutefois, tous ces effets peuvent être

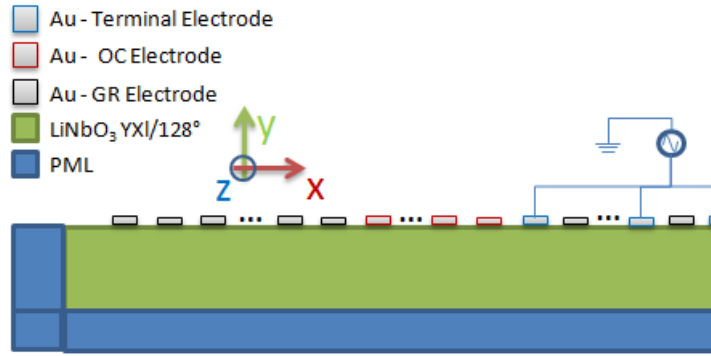


FIGURE 3.3 – Géométrie utilisée pour la simulation par éléments finis des résonateurs.

décrits par un modèle éléments finis. Par ailleurs, seuls les cas où toutes les électrodes des miroirs sont en potentiel flottant ou en court-circuit ont été considérés jusqu'à présent. Il existe un nombre très important d'autres combinaisons possibles de conditions électriques appliquées aux différentes électrodes des miroirs. Un modèle éléments finis (ou bien FEM/BEM) est donc plus approprié pour étudier ce type de structures. La figure 3.3 présente un schéma de la géométrie qui sera considérée dans le modèle EF pour simuler les résonateurs.

On modélise les électrodes en appliquant les conditions électriques pertinentes sur l'interface électrode-substrat. Le substrat est entouré de PML et une condition de symétrie est utilisée pour réduire la taille du modèle (cf. ligne de tirets-pointillés sur la figure 3.3). Dans la direction  $z$ , deux cas sont possibles comme discuté au chapitre 2 : soit modéliser une structure à ouverture acoustique infinie, soit modéliser une ouverture acoustique finie. Pour rappel, le modèle à ouverture acoustique finie est beaucoup plus consommateur en termes de puissance et de temps de calcul et ne sera utilisé que pour des simulations très ponctuelles, visant à évaluer l'impact des effets transverses. Le logiciel éléments finis COMSOL Multiphysics est utilisé pour toutes les simulations. L'utilisation du modèle de la figure 3.3 conduit à appliquer certaines corrections sur les résultats de simulation. Du fait de la condition de symétrie, le courant calculé n'est que la moitié de celui qui serait présent pour la structure réelle, puisque seule la moitié de la surface totale du transducteur est présente sur le domaine de simulation.

De même, pour un modèle ayant une ouverture acoustique infinie, la surface disponible pour le calcul du courant est de la largeur du domaine de simulation dans la tranche simulée,  $a_z$ . La condition de périodicité dans la direction transverse impose que les champs soient uniformes dans cette direction. Le courant calculé est donc proportionnel à la largeur  $a_z$ . Pour estimer la réponse du transducteur de taille finie, on peut donc multiplier le courant par le rapport entre l'ouverture acoustique du dispositif et la taille du domaine de simulation  $W/a_z$  tout en gardant le potentiel constant. Ceci revient à faire l'hypothèse d'une distribution uniforme des champs dans la direction transverse sur l'ensemble de l'électrode. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée (c.f. chapitre 2), sauf pour des structures qui utilisent le fonctionnement en « piston » du mode SAW [40]. L'impact de l'ouverture acoustique sur le paramètre  $S_{11}$  du dispositif simple port (paramètre standard pour les mesures hyperfréquences) doit donc être évalué. Si l'on note  $Z_0$  l'impédance de ligne présentée à l'entrée du dispositif de mesure (habituellement  $50 \Omega$ ) et  $Z$  l'impédance du résonateur, le paramètre s'écrit :

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}. \quad (3.4)$$

Si l'on note d'une part  $Z_{\infty}$  et  $S_{11,\infty}$  l'impédance et le paramètre  $S$  obtenus avec la simulation en ouverture acoustique infinie (en pratique d'ouverture  $a_z$  avec des conditions périodiques), et d'autre part  $Z_W$  et  $S_{11,W}$  les mêmes grandeurs pour le composant avec une ouverture  $W$ , on a les

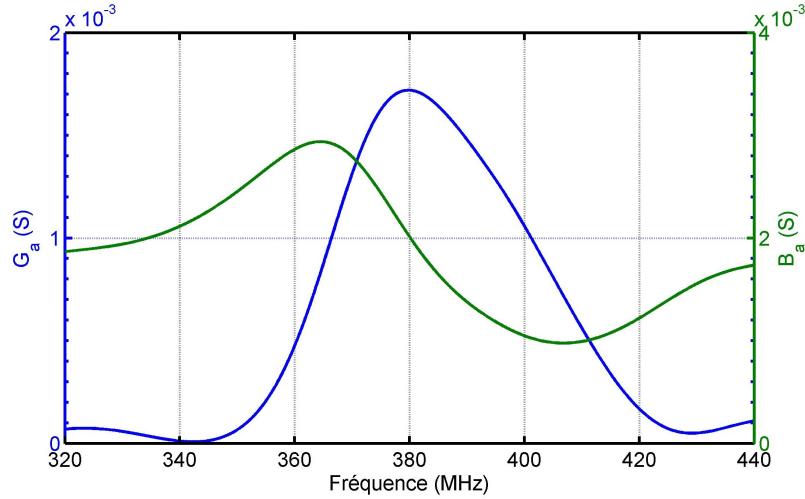


FIGURE 3.4 – Conductance et susceptance de rayonnement du transducteur calculées par éléments finis pour une condition d'ouverture acoustique infinie (avec  $a_z = 1\mu m$ ).

relations suivantes :

$$\begin{aligned} Z_W &= \frac{a_z}{W} * Z_\infty \\ S_{11_w} &= \frac{Z_W - Z_0}{Z_W + Z_0} \\ S_{11_\infty} &= \frac{Z_\infty - Z_0}{Z_\infty + Z_0} \end{aligned} \quad (3.5)$$

et donc

$$S_{11_w} = \frac{\frac{a_z}{W} * Z_\infty - Z_0}{\frac{a_z}{W} * Z_\infty + Z_0} = \frac{Z_\infty - Z'_0}{Z_\infty + Z'_0} \quad (3.6)$$

avec

$$Z'_0 = \frac{W}{a_z} * Z_0. \quad (3.7)$$

D'après cette dernière expression, le paramètre S pour le dispositif de taille finie  $S_{11_w}$  peut être calculé à partir de l'impédance issue du modèle en utilisant  $Z'_0$  comme impédance de port.

### 3.2.2 Caractéristiques du transducteur

Cette partie aborde les propriétés du transducteur utilisé pour le résonateur simple port. En particulier il est important de considérer le paramètre  $p_{33}$  de la matrice P qui relie le courant et le potentiel (équation 1.16), et correspond donc à une admittance. Le modèle EF permet de calculer directement le paramètre  $p_{33}$  en ne modélisant que le transducteur sur la surface du substrat (sans les miroirs). Ses parties réelle et imaginaire, appelées respectivement conductance et susceptance de rayonnement, sont présentées à la figure 3.4.

La conductance de rayonnement permet d'évaluer l'efficacité du transducteur à générer des ondes de surface. Le lobe principal est centré sur environ 380 MHz et décroît quand on s'éloigne de cette fréquence. La bande à -3dB par rapport au maximum de la conductance est [369,9, 396,6] MHz. Cette bande contient les deux bandes de fonctionnement des miroirs choisis et est située en dessous

de la fréquence du mode SH. Le mode SH n'apparaît pas dans la courbe de la conductance alors que la simulation EF prend en compte tous les effets possibles (à l'exception des effets transverses associés à l'ouverture acoustique finie). Les ondes de surface transverses (STW) peuvent être vues comme des ondes de volume qui se propagent près de la surface suite au ralentissement de leur vitesse qui est une conséquence des métallisations [31]. Avec le nombre très faible d'électrodes dans le transducteur, le mode SH n'est pas suffisamment confiné à la surface pour être significativement couplé électriquement. N'étant pas confiné dans la partie du substrat sans métallisations, le mode SH est rapidement rayonné en ondes de volume. Ce calcul permet de caractériser complètement la matrice-P du transducteur en utilisant la symétrie de la matrice-P et les expressions A.19.

### 3.2.3 Estimation du coefficient de réflexion des miroirs

Dans cette partie, on utilise la modélisation du résonateur entier. A partir de l'admittance du résonateur (équation 3.2) et des caractéristiques du transducteur (section 3.2.2), on peut retrouver les coefficients de réflexion par la méthode décrite ci après. Pour calculer le coefficient de réflexion des miroirs, l'expression 3.2 donne une méthode possible en utilisant la simulation par éléments finis du résonateur simple port. L'expression relie les paramètres de la matrice-P du transducteur, le coefficient de réflexion des miroirs et l'admittance du résonateur, en inversant cette expression et en utilisant les relations entre les différents éléments de la matrice P (équations 1.17, 1.19), on obtient :

$$\begin{aligned}\Gamma &= \left[ (p_{12} + p_{11}) - \frac{2\chi p_{13}^2}{Y - p_{33}} \right]^{-1} = \left[ (p_{12} + p_{11}) + \frac{2\chi |p_{13}|^2 e^{j\phi_+}}{Y - p_{33}} \right]^{-1} \\ \Gamma &= \left[ (p_{12} + p_{11}) + \frac{2\text{Re}(p_{33})e^{j\phi_+}}{Y - p_{33}} \right]^{-1} = \left[ 1 + \frac{2\text{Re}(p_{33})}{Y - p_{33}} \right]^{-1} e^{-j\phi_+} \\ \Gamma &= \frac{Y - p_{33}}{Y + \text{Re}(p_{33}) - j(\text{Im}(p_{33}))} e^{-j\phi_+} = \frac{Y - p_{33}}{Y + p_{33}^*} e^{-j\phi_+}.\end{aligned}\quad (3.8)$$

$Y$  est l'admittance du résonateur,  $p_{33}$  peut être calculé par une simulation éléments finis du transducteur seul et  $\phi_+$  est donné par les équations A.19, 1.18. Le coefficient  $\Gamma$  peut être vu comme le coefficient de réflexion des miroirs, bien qu'il regroupe également tous les effets non-pris en compte par la formulation de la méthode COM (couplage électrostatique, distribution de charges sur les électrodes et rayonnement d'ondes de volume). La démarche décrite dans cette section permet, grâce à une simulation par éléments finis, de caractériser chaque élément du résonateur : le transducteur mais également les coefficients de réflexion des miroirs. En résumé, une simulation EF du transducteur est utilisée pour calculer le paramètre  $p_{33}$  et une fois que les fréquences des bornes de la bande interdite du transducteur sont connues, les expressions A.19 peuvent être utilisés pour calculer les paramètres  $p_{11}$  et  $p_{12}$  et donc la phase  $\phi_+$ . Finalement l'admittance du résonateur simple port est calculée aussi par éléments finis et l'équation 3.8 permet d'extraire  $\Gamma$ .

## 3.3 Étude de la réponse du résonateur pour différentes conditions électriques

### 3.3.1 Résonateur en condition CC et CO (cas d'une ouverture acoustique infinie)

L'étude concerne des résonateurs ayant des conditions électriques symétriques entre les miroirs de droite et de gauche. Aucun espacement n'est ajouté entre le transducteur et les miroirs, c'est-à-dire que la première période du miroir est contiguë à la dernière période du transducteur. On considère dans un premier temps des cas de connexion pour lesquels les miroirs sont constitués de deux groupes d'électrodes voisins, l'un constitué d'électrodes mises à la masse et l'autre d'électrodes flottantes et non connectées entre elles (figure 3.5). On définit " $N_{OC}$ " le



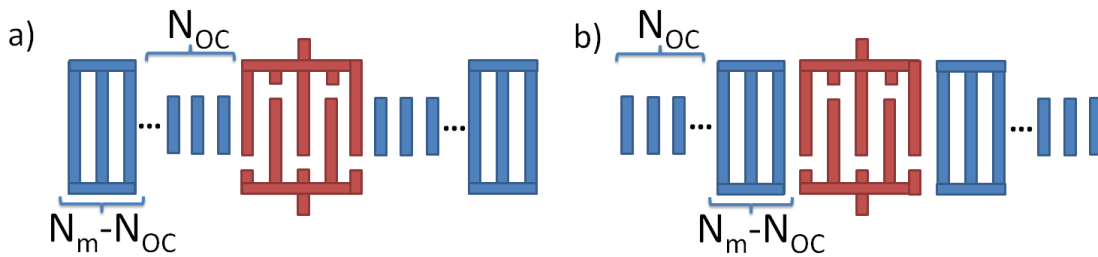


FIGURE 3.5 – Schéma des cas de connexion d'électrodes considérés. Pour  $N_{OC} > 0$  (a), et pour  $N_{OC} < 0$  (b).

nombre d'électrodes en potentiel flottant dans chaque miroir. Le cas  $N_{OC} = 0$  est le cas pour lequel toutes les électrodes des miroirs sont connectées à la masse. Pour le cas  $N_{OC} = 1$ , les 2 électrodes les plus proches du transducteur, une pour chaque miroir, sont mises en potentiel flottant. Pour le cas  $N_{OC} = 2$ , les 4 électrodes les plus proches du transducteur, deux pour chaque miroir, sont mises en potentiel flottant et ainsi de suite. Le potentiel de chaque électrode est indépendant. Les valeurs négatives de  $N_{OC}$  correspondent au cas où les électrodes sont mises en potentiel flottant à partir de l'électrode la plus éloignée du transducteur. Ainsi, pour le cas  $N_{OC} = -1$ , seule l'électrode la plus éloignée du transducteur de chaque miroir est en potentiel flottant.

### 3.3.1.1 Résonateur en condition CC, $N_{OC} = 0$

On considère dans un premier temps le calcul de la réponse électrique du résonateur pour le cas où toutes les électrodes des miroirs sont en condition CC, noté cas « tout CC » ou  $N_{OC} = 0$ . La figure 3.6 présente l'évolution fréquentielle du paramètre S et de l'admittance.

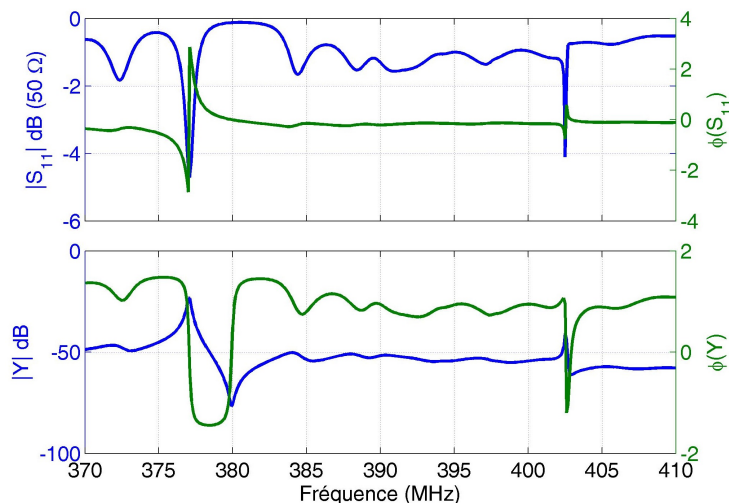


FIGURE 3.6 – Paramètre  $S_{11}$  et admittance du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 0$  calculé par éléments finis ( $a_z = 1\mu m$ ).

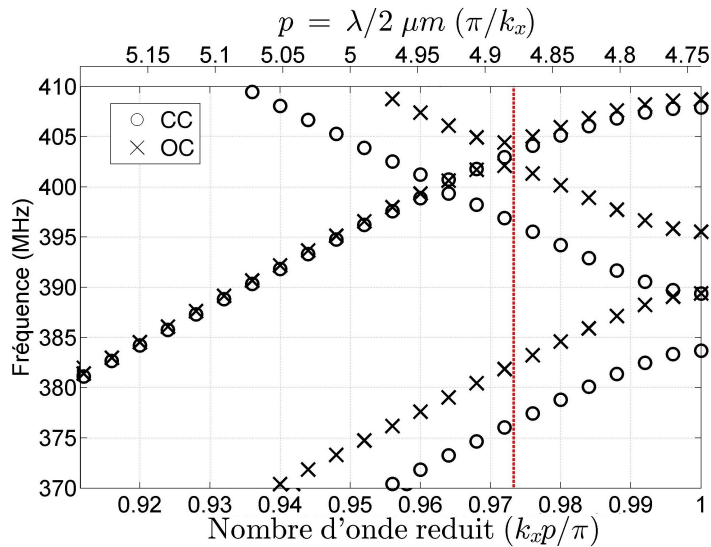


FIGURE 3.7 – Courbe de dispersion pour la géométrie du transducteur pour les modes de Rayleigh et SH pour une condition en court circuit (CC) et en potentiel flottant (CO), la ligne verticale rouge marque  $\lambda/2 = 4,87\mu m$ .

Le paramètre  $S_{11}$  permet d'identifier simplement les fréquences de résonance. Néanmoins il dépend de l'impédance de port : certains pics peuvent avoir une amplitude réduite parce que le transducteur est désadapté. La résonance est obtenue à 377 MHz. Cette valeur est en bon accord avec la fréquence obtenue par la méthode COM (figure 3.2 (b)) qui est de 376,8 MHz. L'antirésonance présente un léger décalage en fréquence avec des valeurs de 379,9 MHz pour la simulation éléments finis (figure 3.6) et 379,8 MHz pour la méthode COM (figure 3.2). La bande interdite d'hybridation, située entre 390,7 et 392 MHz pour le miroir tout CC, n'a pas un impact visible sur la réponse du résonateur. Cette bande étant très étroite, il est probable que le coefficient de réflexion par période soit très faible et son effet sur le paramètre  $S_{11}$  et l'admittance négligeable. La réponse spectrale du résonateur est également caractérisée par la présence du mode SH pour une fréquence de 402,5 MHz. Pour le miroir, en bord de zone de Brillouin, le mode SH est présent à 398,8 MHz (figure 2.3). De la même façon, un calcul de courbes de dispersion pour les électrodes du transducteur a été conduit afin de déterminer la position du mode SH pour la géométrie du transducteur. La figure 3.7 présente la courbe de dispersion des électrodes individuelles du transducteur qui permet d'identifier la présence du mode SH à 407,9 MHz en bord de zone de Brillouin.

La ligne verticale rouge identifie la période des miroirs  $4,87\mu m$ . Cette ligne croise la branche du mode SH à une fréquence d'environ 403 MHz, proche de la fréquence de résonance du mode SH pour le résonateur. À la fréquence de résonance du mode SH du résonateur, la demi-longueur d'onde du mode SH dans le transducteur est très proche de la période du miroir et l'énergie acoustique peut être guidée au voisinage de la surface. Lorsque les miroirs sont en CC, le coefficient de réflexion des miroirs calculé à partir de l'expression 3.8 est comparé à celui calculé par la méthode COM (équation A.19, figure 3.8). Dans la bande de fonctionnement du miroir, l'accord est assez bon avec très peu de variations sur le module du coefficient de réflexion et sur la phase. Des différences entre les deux calculs apparaissent pour les premiers lobes secondaires, proches du lobe principal. La différence entre les deux courbes vient des effets qui sont pris en compte par la simulation EF et qui sont omis du modèle COM. En particulier, on peut remarquer, pour des fréquences inférieures à 360 MHz et supérieures à 410 MHz environ, la remontée de  $\Gamma$  (méthode EF) alors que  $p_{11}$  (méthode COM) continue à décroître quand on s'éloigne de la bande interdite. Hors de cette gamme de fréquence, la conductance de rayonnement du transducteur (figure 3.4) est très réduite, et le transducteur n'est pas efficace pour exciter des ondes de surface. Cette remontée sur l'amplitude n'est pas liée aux réflexions ou à la dispersion des ondes de surface mais plutôt à la

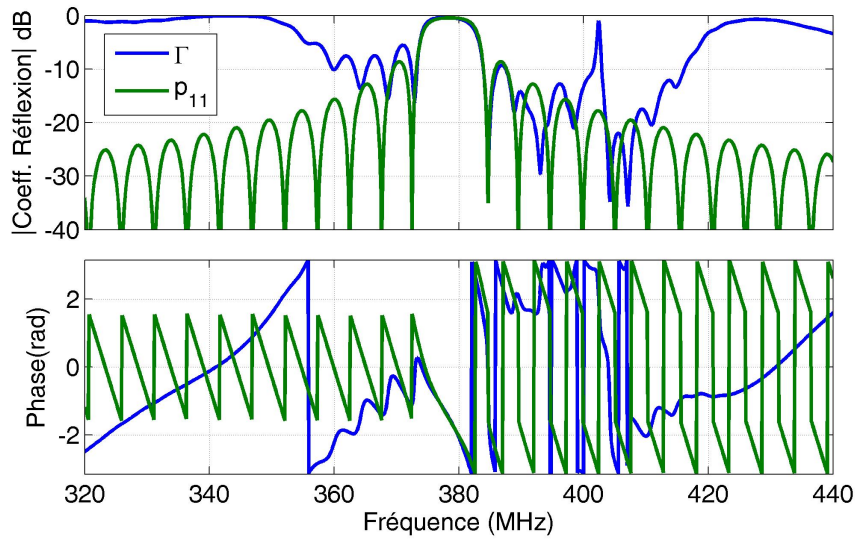


FIGURE 3.8 – Coefficient de réflexion du miroir calculé par la méthode COM ( $p_{11}$ ) et par la formule 3.8 ( $\Gamma$  extrait de la réponse du résonateur calculée par une simulation éléments finis) à partir de la réponse du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 0$ .

limite de validité de l'expression 3.8 (méthode EF) causée par la bande de fonctionnement limitée du transducteur. La remontée du module du coefficient de réflexion au voisinage de 402,4 MHz n'est pas non plus liée à la réflexion des ondes de surface mais au guidage du mode SH à l'intérieur de la cavité. Les différences marquées sur les lobes secondaires entre le lobe principal et le mode SH s'expliquent par le couplage du mode SH avec le mode de Rayleigh qui modifie légèrement la réponse.

### 3.3.1.2 Résonateur en condition CO, $N_{OC} = 72$

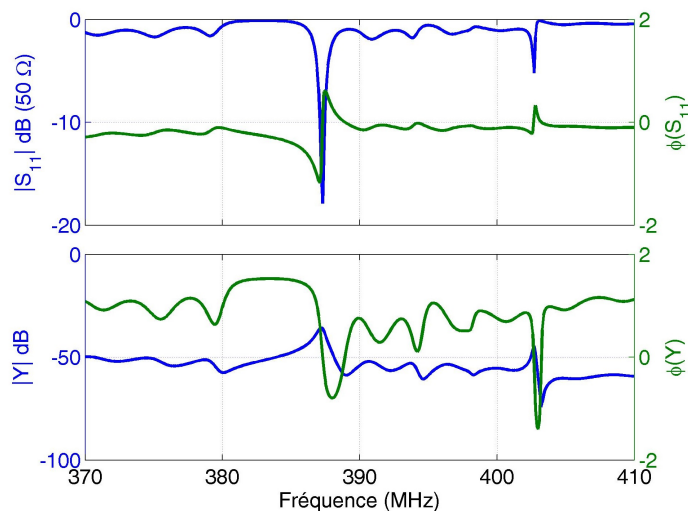


FIGURE 3.9 – Paramètre  $S_{11}$  et admittance du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 72$ .

La réponse spectrale du résonateur est présentée à la figure 3.9 dans le cas  $N_{OC} = 72$ . Sur le paramètre  $S_{11}$ , on voit une résonance très marquée pour une fréquence de 387,3 MHz, en

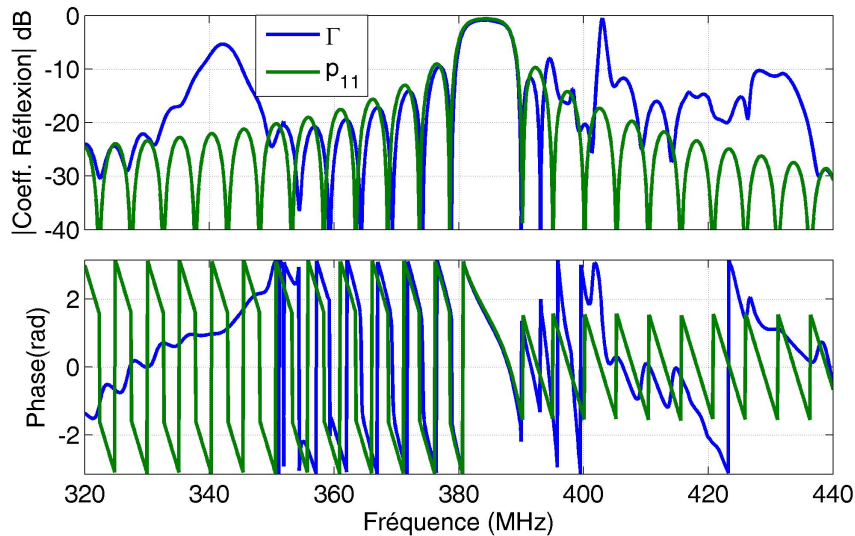


FIGURE 3.10 – Coefficient de réflexion du miroir calculé par la méthode COM ( $p_{11}$ ) et par la formule 3.8 ( $\Gamma$  extrait de la réponse du résonateur calculée par une simulation éléments finis) à partir de la réponse du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 72$ .

accord avec la fréquence prédite par l'équation (4) (méthode COM, figure 3.2 (b)). La figure 3.10 présente le coefficient de réflexion calculé avec les deux méthodes précédemment décrites (méthode EF  $\Gamma$  et méthode COM  $p_{11}$ ). On remarque un accord assez bon pour l'amplitude du lobe principal, jusqu'au premier zéro. Les lobes secondaires à plus basses fréquences présentent tous un décalage en fréquence par rapport au calcul avec les formules de la méthode COM. Cet écart est probablement lié à la vitesse de phase surestimée en dehors de la bande interdite par la relation de dispersion de la méthode COM. On retrouve à nouveau une amplitude importante liée au guidage du mode SH pour une fréquence de 403 MHz. Pour les fréquences intermédiaires, l'effet lié au couplage entre le mode de Rayleigh et le mode SH est similaire à celui observé pour le cas CC. Pour les fréquences supérieures à 415 MHz, les valeurs plus élevées de l'amplitude du coefficient de réflexion sont liées au couplage capacitif pris en compte par le modèle EF. Au voisinage de 340 MHz, on observe une remontée similaire de la valeur de  $\Gamma$ . Si l'on exclut ces variations liées aux effets électrostatiques, un meilleur accord est globalement obtenu entre les réponses des miroirs en potentiel flottant calculées par les deux méthodes pour les fréquences hors de la gamme de fonctionnement classique du transducteur. Un nombre plus important d'électrodes dans le transducteur devrait permettre d'améliorer la réponse du résonateur en condition CO, en faisant croître la pente de la phase  $\phi_+$  et donc en recentrant la résonance sur la bande de fonctionnement du miroir CO. Il convient néanmoins d'évaluer l'impact des effets transverses sur la réponse du résonateur. Aucune modification n'est donc apportée à la géométrie à ce stade du travail. D'un point de vue du modèle, tous les effets attendus sont présents et les fréquences de résonance sont correctement prédites par les formules de la méthode COM. Le calcul du coefficient de réflexion des miroirs est également correct dans la bande de fonctionnement classique du transducteur (conductance de rayonnement élevée). Hors de cette bande, la contribution électrostatique devient trop importante par rapport à la contribution acoustique et la valeur de  $\Gamma$  déduite des résultats EF ne représente plus le coefficient de réflexion.

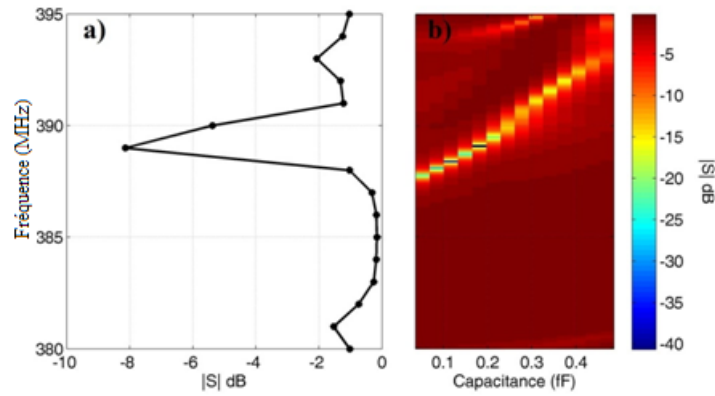


FIGURE 3.11 – Paramètre S pour  $N_{OC} = 72$ , calculé par le modèle complet (a) et par le modèle en tranche en fonction de la fréquence et la valeur de la capacité corrective connectée aux électrodes en potentiel flottant (b).

### 3.3.2 Ouverture acoustique finie : Correction du modèle en tranche en condition mixte CO-CC

Les réponses du résonateur calculées par le modèle « en tranche » (à ouverture acoustique infinie) et par le modèle complet (pour lequel la cavité entière dans la direction transverse est simulée) sont comparées dans le but d'évaluer l'impact des effets transverses sur la réponse du résonateur. Seules certaines configurations sont simulées du fait de la taille importante du modèle. Les cas choisis  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50, 72$ , correspondent aux cas CC et CO et à certains cas intermédiaires. Un décalage de la fréquence de résonance de l'ordre de 0,5% est présent entre les deux simulations pour tous les cas choisis. Au chapitre 2, il a été montré heuristiquement que l'ajout d'une capacité reliant les électrodes en potentiel flottant à la masse ( $Q_i = CV_i$ ) permet d'améliorer l'accord entre les deux modèles. La figure 3.11 montre une comparaison entre le paramètre S calculé par le modèle complet (a) et par le modèle en tranche avec la correction heuristique (b) pour le cas  $N_{OC} = 72$ . On peut voir que l'ajout de la capacité permet de décaler la fréquence de résonance et donc peut être utilisé comme un paramètre pour accorder la réponse calculée par le modèle en tranche. Il a été retrouvé qu'une capacité de  $C \approx 0,23141$  fF permet d'accorder la fréquence de résonance du modèle en tranche à celle calculée par le modèle complet.

La figure 3.12 compare les résultats obtenus par le modèle complet, le modèle en tranche et par le modèle en tranche avec une capacité égale à 0,23141 fF. Cette démarche conduit à prioriser l'accord de la résonance principale en acceptant une possible modification de la réponse du résonateur pour le reste de la gamme de fréquences. Pour les configurations ayant un nombre élevé d'électrodes en condition CO, cette correction améliore clairement l'accord de la résonance principale du mode de Rayleigh. L'amélioration est moins marquée pour des configurations ayant un nombre plus faible d'électrodes en condition CO.

### 3.3.3 Réponse du résonateur en fonction du nombre d'électrodes CO

La réponse du résonateur est analysée dans cette section en fonction de la valeur de  $N_{OC}$ . La figure 3.13 présente les variations du paramètre  $S_{11}$  calculé par EF pour une impédance de port de  $50 \Omega$  en fonction de  $N_{OC}$  avec la correction heuristique définie précédemment. Cette représentation permet de suivre l'évolution des résonances de la cavité lorsque la condition électrique des électrodes évolue. Les lettres sur la figure identifient les principales résonances observées. Les cas  $N_{OC} = 72$  et  $N_{OC} = -72$  correspondent à la même configuration (tout CO), l'évolution de la réponse du résonateur est continue entre les bords gauche et droit de la figure.

Sur la figure 3.13, la branche notée A correspond à la résonance du mode de Rayleigh en condition de court-circuit (CC). Pour les valeurs faibles de  $N_{OC} > 0$ , on observe une modification très rapide

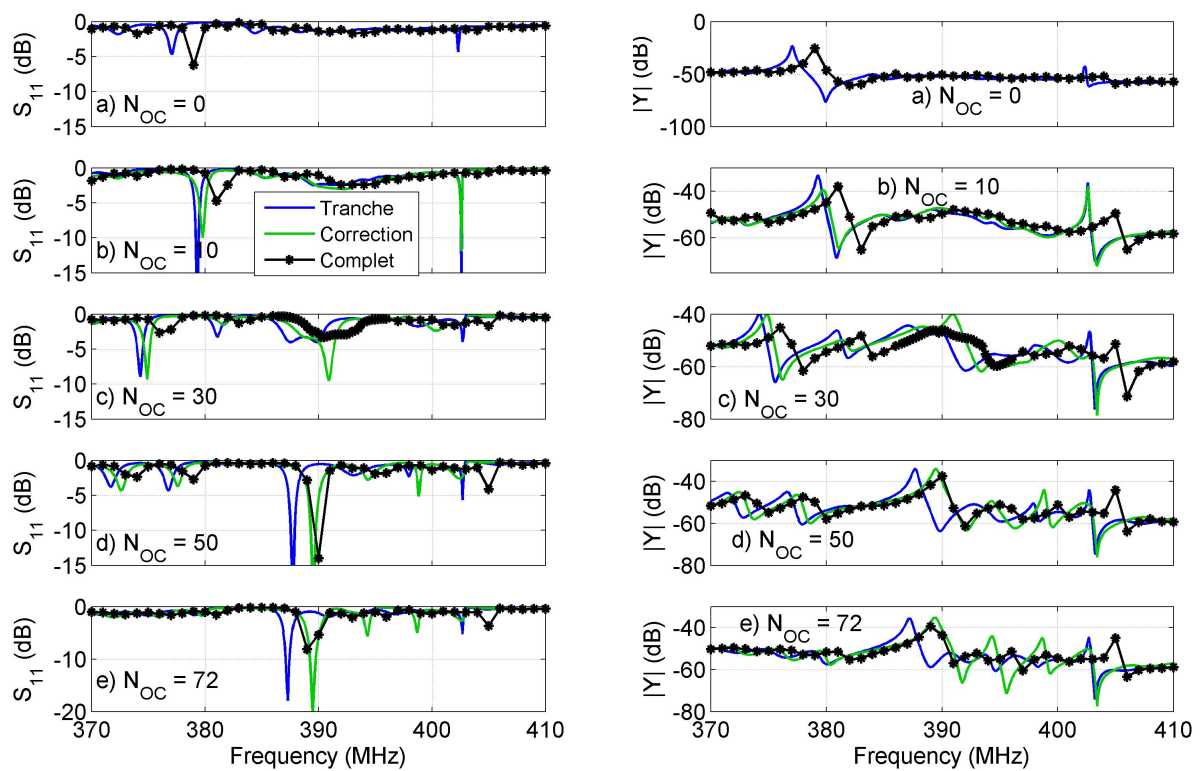


FIGURE 3.12 – Comparaison des réponses spectrales du résonateur pour les cas  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50, 72$  calculés par le modèle en tranche (Tranche), le modèle en tranche avec correction (Correction) et le modèle complet (Complet).



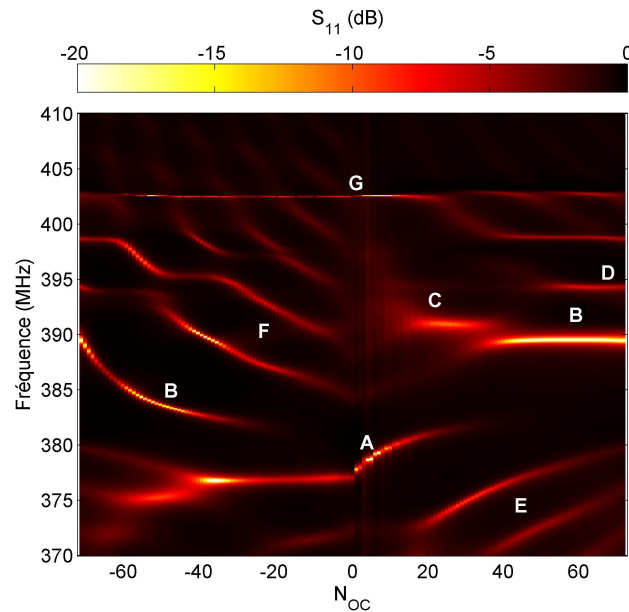


FIGURE 3.13 – Évolution du paramètre  $S_{11}$  en dB en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant  $N_{OC}$  pour une impédance de port de  $50 \Omega$  calculé par EF.

de la fréquence de résonance car les électrodes commutées sont celles les plus proches du transducteur. L'amplitude du paramètre  $S_{11}$  n'évolue pas de façon très régulière. La proximité entre le transducteur et ces électrodes en condition CO crée des effets localisés et la réponse d'éléments réflecteurs comportant un faible nombre d'électrodes joue également un rôle [96]. La fréquence de résonance augmente progressivement jusqu'à environ 381,8 MHz pour  $N_{OC} = 30$ . Les électrodes en CO introduisent une modification de la phase du coefficient de réflexion qui induit un décalage de la fréquence de résonance, ainsi qu'une dégradation du module du coefficient de réflexion. Pour les valeurs négatives de  $N_{OC}$ , la fréquence de la résonance A reste quasiment constante car les électrodes commutées sont les plus éloignées du transducteur et modifient peu le coefficient de réflexion. Pour les valeurs de  $N_{OC} = -27$  et  $N_{OC} = 30$ , on atteint un zéro du coefficient de réflexion pour une fréquence d'environ 381,7 MHz, ces zéros coïncidant avec la fin de la branche A et le début de la branche B.

La branche B évolue de façon continue jusqu'à  $N_{OC} = -72$ . Elle correspond à la résonance du mode de Rayleigh CO. Pour des valeurs de  $N_{OC}$  entre -42 et -72, la fréquence de la branche varie de façon continue, de façon similaire mais plus régulière que la branche A pour les valeurs faibles de  $N_{OC} > 0$ . Les électrodes commutées étant plus éloignées du transducteur, les effets localisés observés pour les faibles valeurs de  $N_{OC} > 0$  ont un moindre impact sur la réponse du résonateur. Pour les valeurs de  $N_{OC}$  entre 45 et 72, la fréquence de cette branche reste relativement sans changement comme c'était le cas pour la branche A pour les valeurs faibles de  $N_{OC} < 0$ .

À partir de  $N_{OC} = 25$ , une résonance dénotée C apparaît à une fréquence plus élevée que celle du mode de Rayleigh CO. Il s'agit d'un mode de la cavité pour cette condition spécifique. Pour  $N_{OC} = -51$  et une fréquence de 375,3 MHz, on observe une résonance similaire, juste après la fin de la branche A qui doit être du même type que la résonance C.

Le mode D à une fréquence de 394,3 MHz, et présent pour  $N_{OC}$  compris entre 58 et 72, est lié à la bande interdite d'hybridation entre le mode de Rayleigh et le mode SH.

Pour les valeurs de  $N_{OC}$  supérieures à 24, on observe trois branches E liées aux réflexions multiples des ondes causées par la taille finie des miroirs (lobes secondaires du coefficient de réflexion).

Les branches F sont du même type, pour les valeurs de  $N_{OC} < -53$ . L'évolution de la branche F à plus faible fréquence est modifiée par l'hybridation entre le mode de Rayleigh et le mode SH.

Finalement la branche G, présente pour toutes les valeurs de  $N_{OC}$ , est la branche associée au guidage du mode SH dans la cavité.

On remarque que, pour une grande partie des valeurs de  $N_{OC}$ , plusieurs résonances sont présentes. Cette situation est problématique pour un bon fonctionnement du résonateur. Néanmoins, il apparaît clairement que le changement de la condition électrique des électrodes permet de modifier la fréquence de résonance. Un saut de la fréquence de résonance est possible si l'on passe d'une valeur associée à la résonance de la branche A à une valeur de  $N_{OC}$  associée à la résonance de la branche B. On réalise ainsi un passage entre les bandes CC et CO du miroir. La commutation d'électrodes individuelles permet également de décaler de façon continue la fréquence de résonance, par exemple pour  $N_{OC}$  entre -42 et -72 pour la branche B et  $N_{OC}$  entre 0 et 23 pour la branche A.

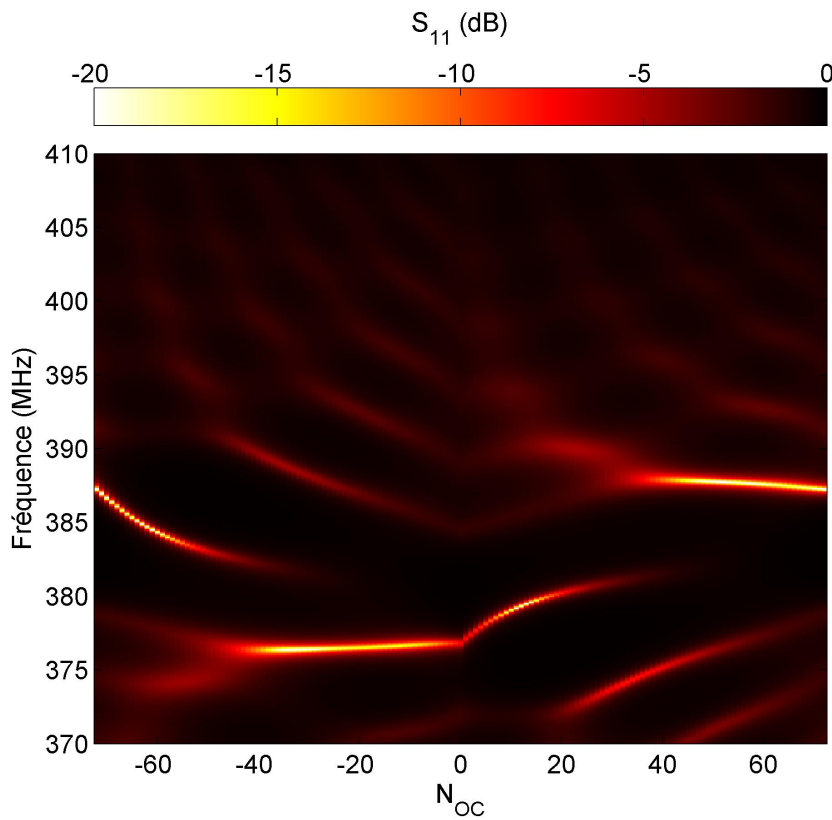


FIGURE 3.14 – Évolution du paramètre  $S_{11}$  en dB en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant  $N_{OC}$  pour une impédance de port de  $50 \Omega$  calculé la méthode COM.

La figure 3.14 est la réponse du résonateur calculée directement à partir de l'expression 3.2, calculant les paramètres  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  par la méthode COM (expressions A.19), le paramètre  $p_{33}$  calculé sur la section 3.2.2 et les relations 1.17, 1.19. La contribution électrostatique liée à la distribution de charges dans la structure n'est pas prise en compte. On remarque que les caractéristiques principales de la réponse du dispositif en fonction de la variable  $N_{OC}$  sont qualitativement représentées par les expressions de la méthode COM, notamment l'évolution des branches A et B. Leur évolution est néanmoins plus régulière que celle calculée par EF puisque les effets locaux et liés à la distribution de charges sont négligés par le modèle COM. Le mode SH et les modes d'hybridation ne sont pas non-plus présents.



### 3.4 Fabrication et mesure des structures test et recalage des modèles

#### 3.4.1 Fabrication des dispositifs

Plusieurs structures test avec des valeurs de  $N_{OC}$  différentes ont été fabriquées dans la salle blanche de Thales RT pour valider le concept proposé. Le modèle EF sera recalé par la même occasion. Ces démonstrateurs sont conçus dans un premier temps comme des structures « figées », c'est-à-dire n'intégrant pas d'interrupteurs qui permettraient une commutation dynamique. Par exemple, une structure test pour  $N_{OC} = 30$  comporte 60 électrodes (30 par miroir) sans connexion électrique (potentiel flottant), les autres électrodes étant connectées à la masse. Cette approche permet de simplifier le procédé de fabrication et d'éviter les effets parasites apportés par la connectique et l'électronique nécessaires pour la commande de chaque électrode. Les 5 dispositifs fabriqués correspondent à ceux simulés avec le modèle complet  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50, 72$ . Ils sont fabriqués sur un substrat de  $\text{LiNbO}_3$  YXL/128° de 4 mm d'épaisseur, découpé en morceaux rectangulaires avec des métallisations en or. Les motifs ont été définis avec une résine PMMA C7. Une couche d'or d'épaisseur 130 nm est déposée par évaporation à faisceau d'électrons avant le lift-off de la résine. Les dispositifs sont fabriqués avec un alignement vertical pour éviter un couplage longitudinal entre les différents dispositifs. Les lignes de découpe évitent les directions parallèles aux axes  $x$  et  $y$  afin de réduire la réflexion des ondes de surface traversant les miroirs sur les bords du substrat. La réponse électrique de chaque dispositif est mesurée par un analyseur de réseau vectoriel (VNA) connecté à une sonde coplanaire GSG (masse, signal, masse) après la calibration sur le substrat.

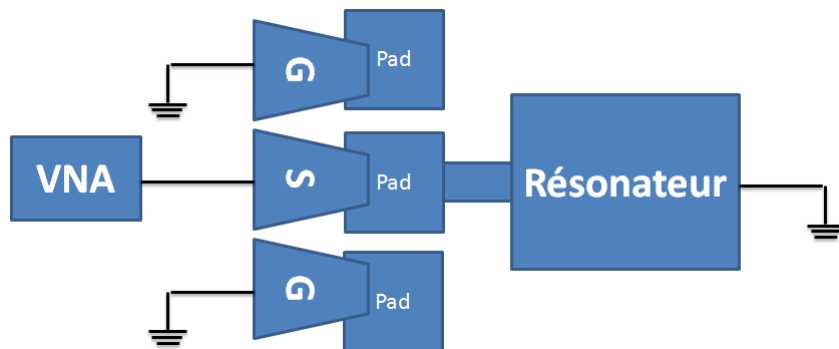


FIGURE 3.15 – Schéma du dispositif de mesure de la réponse spectrale des résonateurs sur substrat.

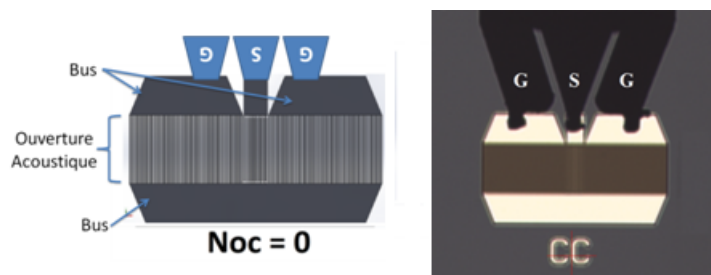


FIGURE 3.16 – Schéma du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 0$  sous test par pointes à gauche, et photo par microscope du dispositif sous test.

#### 3.4.2 Schéma du dispositif de mesure

La figure 3.15 présente un schéma du dispositif de mesure. La sonde GSG est connectée par un câble coaxial au VNA. Elle est constituée de trois pointes en métal souple que l'on pose

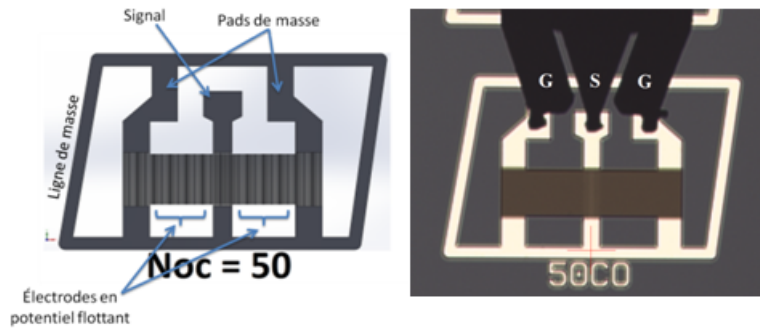


FIGURE 3.17 – Schéma du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 50$  sous test par pointes à gauche, et photo par microscope du dispositif sous test.

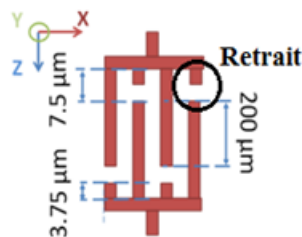


FIGURE 3.18 – Schéma de la géométrie du transducteur utilisé dans les dispositifs fabriqués.

directement sur des pastilles métalliques (ou *pads*) à la surface du substrat pour mesurer la réponse des dispositifs avant découpe. Les pointes *G* sont connectées à la masse et permettent de contrôler les champs autour de la pointe *S* qui apporte le signal d'excitation [97]. Il est important de n'avoir qu'une seule masse pour le système pendant la mesure et donc de connecter ensemble la masse servant à mettre les électrodes des miroirs en court-circuit et la masse du transducteur.

Deux solutions différentes peuvent être envisagées. Pour le cas  $N_{OC} = 0$ , il est possible de connecter la masse du transducteur aux pointes *G* à travers les miroirs en court-circuit. La figure 3.16 montre le schéma du résonateur pour le cas  $N_{OC} = 0$  sous test par pointes. Les trois pointes sont posées sur le côté supérieur du résonateur. Un pad central permet de connecter la pointe *S* aux électrodes qui excitent le transducteur. Toutes les électrodes des miroirs sont connectées par des bus qui imposent le même potentiel. Les bus de la partie supérieure sont disposés pour servir également de pads pour les pointes *G* de la sonde. De l'autre côté du résonateur, le bus inférieur est connecté aux électrodes et à la masse du transducteur. Il est donc connecté à la masse par l'intermédiaire des électrodes du miroir.

Pour le reste des configurations fabriquées, les différents bus sont éloignés des électrodes en potentiel flottant pour éviter le couplage capacitif entre ces électrodes et la masse. Un schéma du dispositif  $N_{OC} = 50$  est présenté à la figure 3.17. Le pad central est conservé pour la pointe *S* de la sonde. Les pads pour les pointes *G* sont reliés aux électrodes des miroirs en condition de court-circuit et à la « ligne de masse » qui entoure le dispositif et permet de connecter la masse au niveau du transducteur. Cette ligne de masse a une forme de parallélogramme incliné pour réduire les réflexions vers le transducteur des ondes ayant traversé les miroirs. Cette ligne de masse est présente pour toutes les configurations du résonateur avec les électrodes en condition CO pour assurer leur séparation des bus de masse.

Finalement, pour réduire l'excitation de modes transverses au niveau du transducteur, un retrait supplémentaire est ajouté entre la fin de l'ouverture acoustique et la ligne qui relie les électrodes au port d'entrée (figure 3.18). Le dimensionnement de ce retrait n'a pas été optimisé. Par

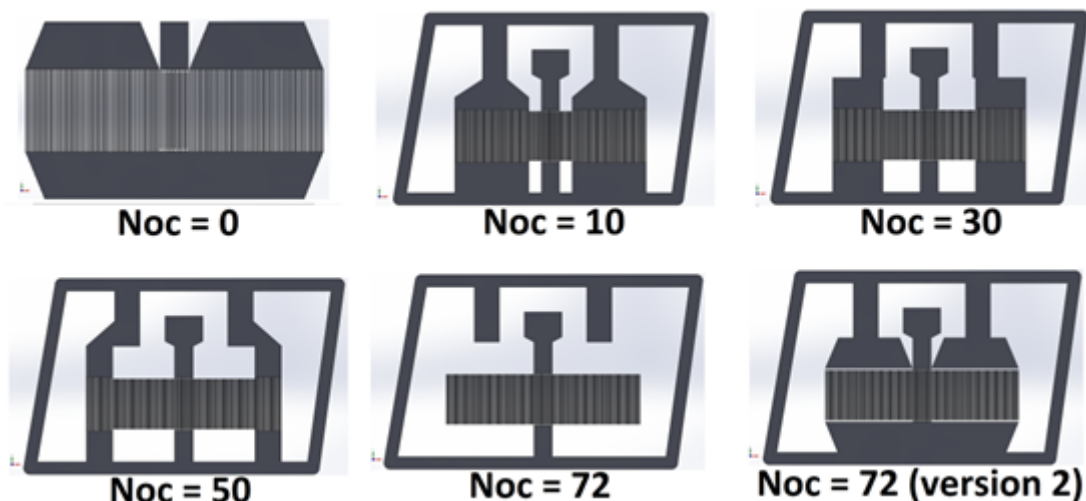


FIGURE 3.19 – Schémas des dispositifs fabriqués. Les zones grisées correspondent aux métallisations déposées sur le substrat.

ailleurs, pour des raisons historiques, les dispositifs sont fabriqués avec 8 paires d'électrodes au lieu de 17 doigts. Les simulations ont montré que l'impact de l'ajout de ce doigt est minimal.

La figure 3.19 montre la totalité des dispositifs fabriqués. En plus des 5 dispositifs déjà décrits, le dispositif  $N_{OC} = 72$  version 2 présente les mêmes métallisations autour de la cavité et la ligne pour la pointe S que les autres. Les pads pour les pointes G et les bus utilisés pour le dispositif  $N_{OC} = 0$  sont ajoutés sans les relier aux électrodes dans les miroirs. Une séparation de  $7,5 \mu\text{m}$  entre les électrodes flottantes et les bus est présente des deux côtés de la cavité. Cette structure ayant toutes les électrodes flottantes à proximité de la masse permettra d'évaluer l'impact des lignes de masse proches des miroirs en condition de potentiel flottant.

### 3.4.3 Présentation des résultats expérimentaux

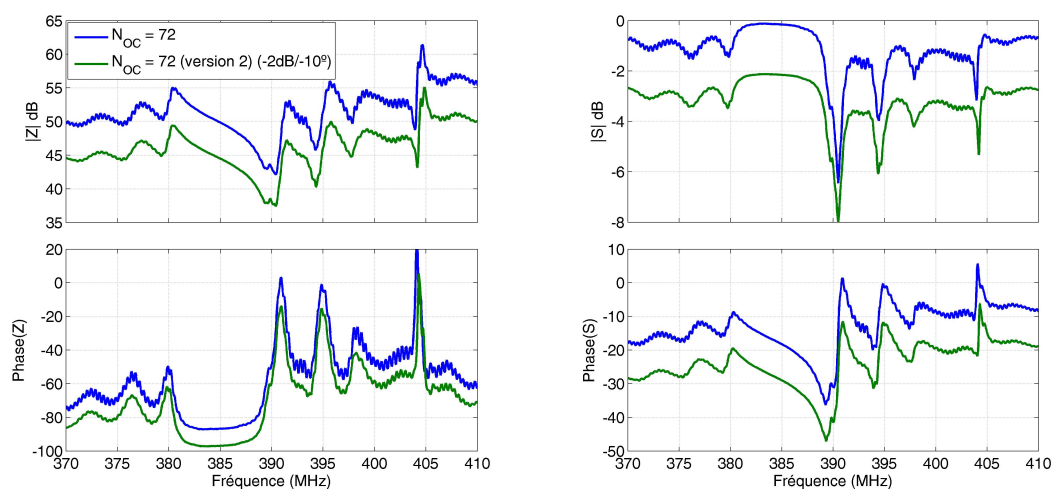


FIGURE 3.20 – Réponse électrique des résonateurs  $N_{OC} = 72$  et  $N_{OC} = 72$  version 2. Les réponses des dispositifs version 2 ont été décalés artificiellement (-2 dB pour les amplitudes et -10 degrés pour les phases) pour faciliter la lecture.

La figure 3.20 présente la comparaison entre la réponse du dispositif  $N_{OC}=72$  et celle du dispositif  $N_{OC}=72$  version 2. Pour faciliter la lecture, la réponse du dispositif version 2 a été décalée artificiellement de 2 dB pour l'amplitude et de 10 degrés pour la phase. Les deux courbes sont quasiment identiques pour toutes les fréquences à l'exception de quelques ondulations plus ou moins marquées. Ce résultat montre que, même avec une proximité de  $7.5 \mu\text{m}$ , les phénomènes acoustiques et le couplage électrostatique entre les électrodes dans la direction de propagation sont plus importants que le couplage avec les bus de masse. La réponse mesurée est donc bien représentative du fonctionnement du résonateur.

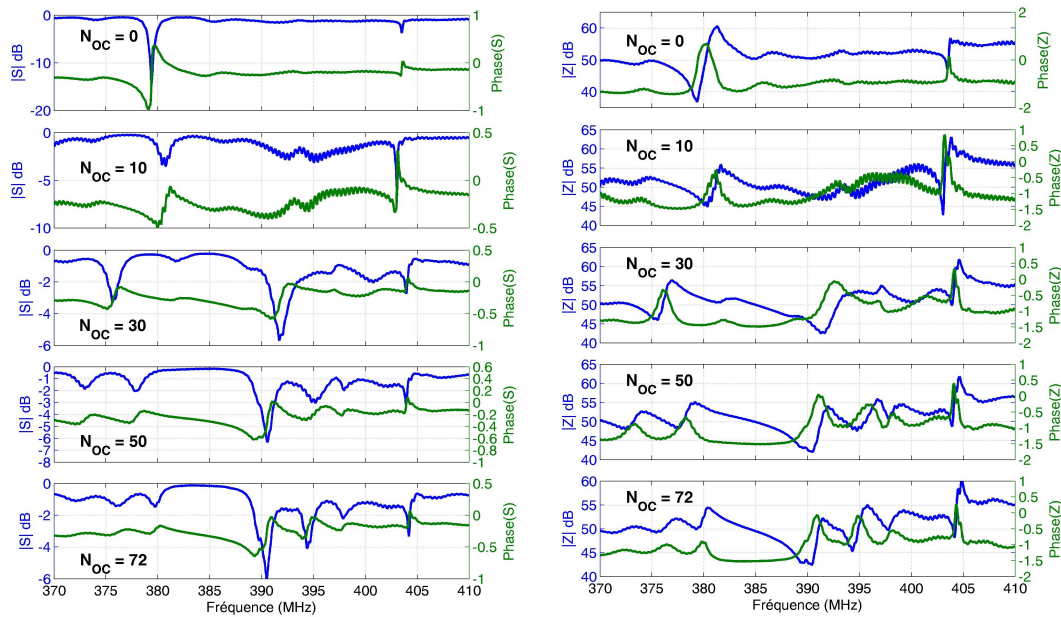


FIGURE 3.21 – Amplitude en dB et phase en radians du paramètre  $S$  et de l'impédance des dispositifs  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50$  et  $72$  fabriqués.

Pour les fréquences inférieures à 380 MHz, on observe des ondulations de la réponse qui correspondent aux lobes secondaires du coefficient de réflexion. Dans la gamme de fréquence entre 380 et 387 MHz, l'impédance évolue de façon très régulière. Cette gamme correspond à la bande de fonctionnement du miroir en potentiel flottant. Pour le reste des fréquences, les faibles ondulations de la réponse du résonateur peuvent être attribuées aux réflexions en bord du substrat des ondes de surface traversant les miroirs. On retrouve la résonance CO pour une fréquence proche de 390 MHz en accord avec les valeurs prédites par le modèle complet et le modèle en tranche avec correction. Néanmoins, l'impédance ne présente pas un seul minimum mais une remontée et deux pics (pour 389,3 et 390,4 MHz), ce qui pourrait correspondre aux antirésonances en sortie de la bande CO obtenues dans le calcul de l'admittance harmonique pour une électrode à ouverture acoustique finie (figure 2.10).

À plus haute fréquence, on observe deux résonances autour de 395 et 397,5 MHz liées à la bande interdite d'hybridation entre le mode de Rayleigh et le mode SH. La comparaison avec la réponse sur la figure 3.12 pour le cas  $N_{OC} = 72$  permet de vérifier que le cas avec correction décrit correctement les résonances supplémentaires liées à cette bande d'hybridation, contrairement au modèle sans corrections où ces résonances sont moins marquées. Finalement le mode SH est obtenu à une fréquence de 404,2 MHz, plus proche de la fréquence prédite par le modèle complet (405 MHz) que de celle prédite par les modèles en tranche avec et sans correction (402,4 MHz). La figure 3.21 présente les modules et phases du paramètre  $S$  mesurés pour les dispositifs  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50$  et  $72$ . Pour le cas  $N_{OC} = 10$ , on observe un faible décalage de la résonance CC accompagné d'une dégradation très forte du module du paramètre  $S$ . Pour  $N_{OC} = 30$ , cette résonance n'est plus présente. Un pic lié aux réflexions multiples est présent autour de 376 MHz, ainsi qu'une résonance de fréquence plus haute que celle du mode CO à 392 MHz. Cette dernière correspond à la résonance

C de la figure 3.13. Pour  $N_{OC} = 50$  et  $72$ , la fréquence de la résonance CO est mesurée à  $390,5$  MHz et les résonances dues à l'hybridation des modes de Rayleigh et SH sont présentes. Globalement on observe alors qu'un saut de la fréquence de la résonance principale de la structure de  $2,88\%$ ,  $2,9\%$  et  $3,19\%$  relativement à la fréquence centrale est possible en passant du cas  $N_{OC} = 0$  aux cas  $N_{OC} = 72$ ,  $N_{OC} = 50$  et  $N_{OC} = 30$  respectivement.

### 3.4.4 Comparaison entre résultats expérimentaux et simulations

Si l'on exclut une atténuation plus importante de toutes les résonances, la réponse mesurée des dispositifs est en bon accord avec les modèles. La figure 3.22 compare les mesures aux résultats simulés à partir d'un modèle ajusté prenant en compte  $1,185\%$  de pertes, ajoutées dans le tenseur diélectrique du substrat. De plus, la taille des métallisations ( $a_m$  et  $a_p$ ) a été réduite de  $55$  nm suite à des mesures réalisées sur les résonateurs fabriqués. En prenant en compte ces modifications dans le modèle, l'accord entre les simulations et les mesures est amélioré sur les amplitudes et les fréquences de résonance. Une nouvelle version de la figure 3.13 calculée avec le modèle ajusté est présentée à la figure 3.23 (seule la moitié droite du diagramme a été calculée pour réduire le temps de calcul requis). On remarque que toutes les branches présentes sur la figure 3.13 sont également présentes sur le diagramme calculé avec le modèle ajusté (figure 3.23). L'analyse et les conclusions précédentes restent donc toujours valables. Pour simplifier l'analyse dans le reste du manuscrit, les simulations seront conduites avec le modèle sans pertes. Les résonances sont dans ce cas beaucoup plus marquées, ce qui simplifiera l'analyse du comportement de la cavité et la mise en évidence des différents effets. À terme, il conviendra cependant de réévaluer la performance des dispositifs, ainsi que leur fréquence de fonctionnement précise.

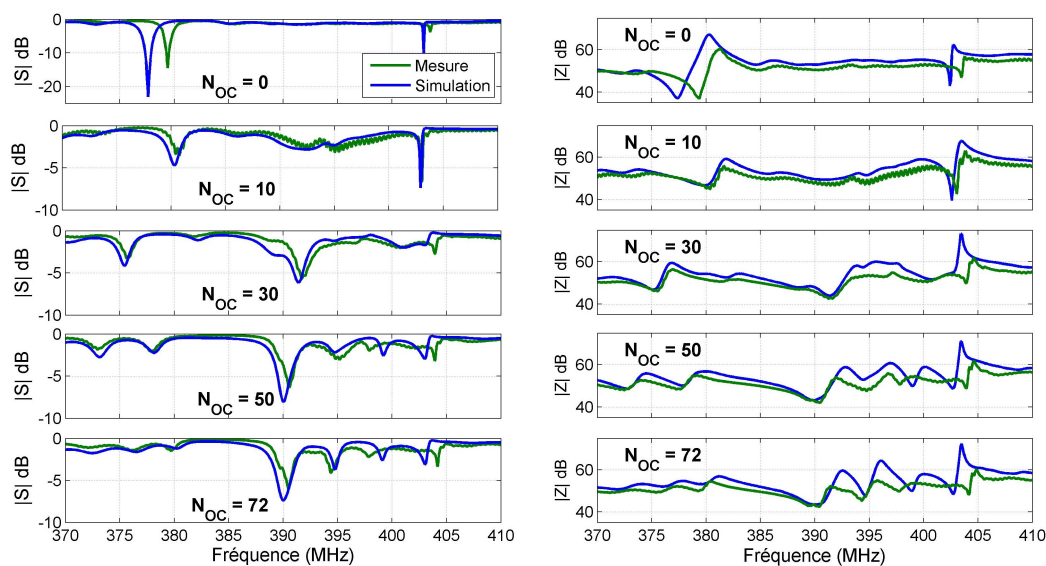


FIGURE 3.22 – Comparaison des amplitudes en dB du paramètre  $S$  et entre les simulations (modèle ajusté) et les mesures, pour les cas  $N_{OC} = 0, 10, 30, 50$  et  $72$ .



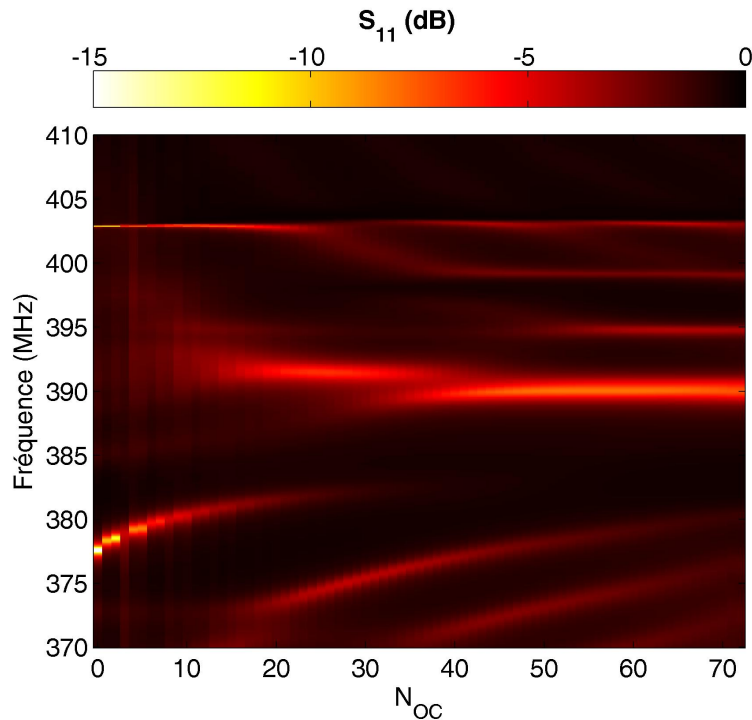


FIGURE 3.23 – Évolution du paramètre  $S_{11}$  en dB pour une impédance de port de  $50 \Omega$  en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant  $N_{OC}$ , calculée par le modèle EF en tranche avec capacité correctif, prise en compte des pertes et métallisations réduites de 55 nm .

### 3.5 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, la possible modification de la réponse spectrale des dispositifs à ondes acoustiques de surface par une modification de la condition électrique des miroirs a été étudiée. Les résultats expérimentaux obtenus valident ce concept, avec un possible saut de la fréquence de résonance principale de la structure de 2,88%, 2,9% et 3,19% en passant entre le cas  $N_{OC} = 0$  et les cas  $N_{OC} = 72$ ,  $N_{OC} = 50$  et  $N_{OC} = 30$  respectivement, relativement à la fréquence centrale. Par ailleurs, le résultat des mesures du dispositif  $N_{OC} = 72$  version 2 montre que la proximité des métallisations autour de la cavité acoustique a peu d'impact sur la réponse en condition électrique de potentiel flottant pour cette gamme de fréquences.

La comparaison entre les résultats de mesures et les résultats de simulation a confirmé que le modèle en tranche permet de façon assez fiable de reproduire la physique du problème si l'on exclut l'effet des pertes et certains effets négligés par la nature 2D du modèle EF utilisé. Les résonances prédites sont toutes présentes sur les réponses mesurées. Le modèle simplifié « en tranche » est donc suffisant pour étudier le comportement des résonateurs avec conditions électriques arbitraires imposées aux électrodes. Cependant, pour évaluer l'impact des effets transverses, une simulation avec le modèle complet reste nécessaire. Les réponses calculées et mesurées en fonction du nombre d'électrodes en potentiel flottant ont mis clairement en évidence qu'un saut de la fréquence de fonctionnement est possible mais également qu'un décalage régulier de la fréquence de résonance peut être obtenu par un changement progressif de la condition électrique appliquée aux électrodes (Branche B pour les valeurs négatives de  $N_{OC}$ , figure 3.13). La modification de la condition électrique appliquée aux électrodes éloignées du transducteur entraîne une variation de la fréquence de résonance plus régulière qu'une modification similaire des électrodes proches du transducteur. Cette différence provient de l'interaction forte entre les électrodes en potentiel flottant proches et les doigts du transducteur qui engendre des effets localisés. Le modèle en tranche sans pertes sera utilisé dans le reste du manuscrit pour simplifier l'analyse, les résonances étant plus marquées

dans ce cas. Cette hypothèse est d'ailleurs nécessaire pour garder les propriétés de la matrice P qui permettent de trouver l'expression du coefficient de réflexion suite au calcul EF.

La méthode proposée pour calculer le coefficient de réflexion des miroirs à partir de la simulation d'un résonateur symétrique constitue une autre retombée de ce travail. Le résonateur simple port semble être le meilleur choix pour étudier la réponse des miroirs grâce à sa simplicité. Les limites de cette méthode pour calculer le coefficient de réflexion ont été identifiées : la méthode est correcte dans la bande où le transducteur permet d'exciter des ondes de surface efficacement. En dehors de cette bande, les effets électrostatiques dégradent l'identification et le guidage du mode SH parasite la réponse du résonateur. Les bandes de fonctionnement des miroirs calculées par cette méthode sont en très bon accord avec les bandes interdites pour chaque condition électrique mais également avec le coefficient de réflexion calculé par la méthode COM.

La structure étudiée est conservée dans les chapitres suivants pour bénéficier de la procédure de fabrication mise au point. La suite du mémoire se focalise exclusivement sur le changement des conditions électriques des électrodes des miroirs. En perspective, un meilleur choix des paramètres géométriques pourrait être possible. Par exemple l'utilisation d'un transducteur ayant un nombre plus élevé d'électrodes permettrait de rapprocher la résonance CO du centre de la bande de fonctionnement du miroir pour améliorer sa réponse. D'autres choix des paramètres géométriques qui pourraient permettre un plus grand saut en fréquence et une meilleure résonance sont aussi envisageables. Il serait également intéressant d'utiliser un transducteur différent pour calculer la réponse du miroir pour des fréquences éloignées de la bande de bon fonctionnement du transducteur utilisé pour réaliser le résonateur, ainsi que d'ajouter différentes séparations entre le transducteur et les miroirs pour étudier les effets de la transition entre le transducteur et les miroirs.

## Chapitre 4

# Conception, fabrication et caractérisation de résonateurs SAW commutables

### Sommaire

---

4.1 Bande interdite des peignes interdigités . . . . .	98
4.2 Nomenclature . . . . .	99
4.3 Comparaison des modèles en tranche et complet . . . . .	101
4.4 Étude simultanée de différents cas de connexion à partir de la matrice d'admittance	104
4.5 Ponts Diélectriques . . . . .	107
4.6 Fabrication de résonateurs avec miroirs en peignes . . . . .	109
4.7 Conclusion et perspectives . . . . .	124

---

Les deux types de conditions électriques des miroirs considérés dans le chapitre 3 sont la mise à la masse et la mise au potentiel flottant des électrodes de façon individuelle. Cette approche est complexe d'un point de vue pratique car elle requiert un interrupteur par électrode commutée. Dans ce chapitre, différents groupements d'électrodes composant les miroirs sont étudiés pour identifier les cas de connexion intéressants pour des configurations agiles. On s'intéresse en particulier aux miroirs constitués de peignes interdigités d'électrodes reliées ensemble qui permettent de réduire drastiquement le nombre d'interrupteurs nécessaires. Premièrement, l'évolution de la bande interdite de Bragg en fonction des conditions électriques des peignes est étudiée et une nomenclature permettant de faire référence aux différents cas de connexion est définie. Deuxièmement, plusieurs cas de connexion sont simulés avec le modèle complet et les résultats sont comparés avec ceux du modèle en tranche. Ensuite la méthode utilisée pour calculer la réponse des résonateurs comportant des peignes dans leurs miroirs est introduite. Elle repose sur le calcul de la matrice d'admittance qui relie les différents peignes. La suite du chapitre aborde les « ponts diélectriques », structures nécessaires pour la réalisation de miroirs à schémas de connexion complexes. Elles permettent d'isoler des lignes qui se croisent sur le substrat, ouvrant la voie à la connectique entre différents peignes du résonateur. Finalement, une dernière section est réservée à la description et à la caractérisation de résonateurs SAW à fréquence de résonance commutable. La réponse des résonateurs est calculée par utilisation de la matrice d'admittance et vérifiée expérimentalement par mesure sous pointes avec des sondes coplanaires. Les structures présentées dans cette partie comprennent des résonateurs classiques avec un transducteur placé au centre de la cavité ainsi qu'un résonateur à transducteur divisé en deux parties séparées par un coupleur commutable. Cette structure permet de conserver une seule résonance pour chaque cas de connexion. Son principe de fonctionnement est discuté en détails sur la base de sa matrice d'admittance.



## 4.1 Bande interdite des peignes interdigités

Comme mentionné brièvement dans le chapitre 2, l'effet des conditions électriques périodiques sur la bande interdite peut être étudiée sur des réseaux d'électrodes toutes identiques mais pour lesquels les conditions électriques se répètent seulement toutes les  $N$  électrodes ( $N > 1$ ). Dans ce type de configuration, la période réelle du réseau périodique (appelée aussi « période électrique ») est égale à  $N$  fois la période du motif d'électrodes (ou « période mécanique »). Considérons dans un premier temps la variation spatiale des champs pour le cas  $N = 1$ . Le nombre d'onde de Bloch-Floquet donne la variation de la phase du champ entre le début et la fin de la cellule unitaire. Quand le nombre d'onde réduit ( $k = k_x p / \pi$ , avec  $p$  la période), est nul, le champ est identique entre la cellule étudiée et la suivante ( $f(x + p) = f(x)$ ). Quand  $k = 1$ , l'écart de phase entre les cellules voisines vaut  $\pi$  et les champs de ces cellules sont donc en opposition de phase ( $f(x + p) = -f(x)$ ). Les bandes interdites électriques pour le mode de Rayleigh se situent classiquement soit en  $k = 0$ , soit en  $k = 1$ .

Considérons à présent une cellule à deux électrodes ( $N = 2$ ) de géométries identiques mais soumises à des conditions électriques (potentiellement) différentes. Cette cellule a une périodicité mécanique de  $p$  et une périodicité électrique de  $2p$ . Le changement (éventuel) des conditions électriques n'étant pas susceptible de bouleverser complètement la structure de bandes (et en particulier la vitesse des ondes de surface sur une très large bande), on peut s'attendre à retrouver une bande interdite principale pour le mode de Rayleigh dans la même gamme de fréquences et pour les mêmes nombres d'onde  $k_x$  que pour le cas à période  $p$ . En revanche, la période réelle (électrique) étant deux fois plus importante ( $2p$ ), le nombre d'onde réduit correspondant sera obligatoirement doublé ( $k = k_x(2p)/\pi = 2$ ), ou de façon équivalente réduit à zéro ( $k = 0$ ), en raison de la périodicité des structures de bandes dans l'espace des nombres d'onde. On considère ainsi une cellule à deux périodes et un nombre d'onde réduit  $k = 0$ , schématisés à la figure 4.1, avec le potentiel électrique des électrodes. On note respectivement  $V_1$  et  $V_2$  le potentiel sur les première et deuxième électrodes d'une cellule. Pour le cas  $k = 0$  on a une identité des potentiels  $V_1$  et  $V_2$  entre les trois cellules affichées. Cette égalité de potentiel entre cellules implique qu'une connexion des premières électrodes de chaque cellule d'une part et des deuxièmes électrodes d'autre part ne changera rien au comportement global. Ainsi, ce cas est équivalent à celle d'une grille infinie constituée de deux peignes indépendants d'électrodes interdigités.

Quatre conditions électriques distinctes sont possibles pour les deux peignes interdigités.

- Dans le premier cas, les deux peignes sont connectés à la masse. Ce cas correspond à un miroir en condition CC, c'est-à-dire en court circuit.
- Dans le deuxième cas, les deux peignes sont connectés entre eux et en potentiel flottant. Le potentiel n'étant défini qu'à une constante près, ce cas est équivalent à un miroir en condition CC et la bande interdite est présente pour la gamme de la bande interdite CO [375,51, 381,66] MHz.
- Finalement, dans les deux cas où l'un des deux peignes est mis à la masse et l'autre en potentiel flottant, on retrouve la bande interdite CO. On notera qu'en raison de la nature périodique du réseau, le choix du peigne ( $V_1$  ou  $V_2$ ) mis à la masse n'a pas d'influence sur le

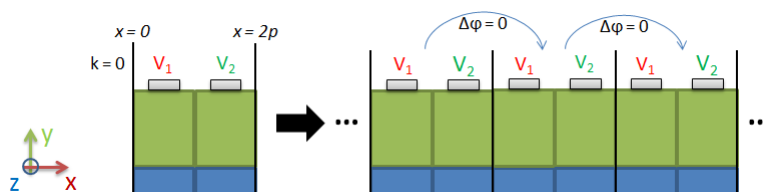


FIGURE 4.1 – Schéma du potentiel électrique dans plusieurs cellules pour le cas de deux électrodes flottants indépendants pour un nombre d'onde réduit de  $k = 0$ .

résultat.

Ce résultat est d'un intérêt pratique : un miroir accordable entre un fonctionnement CC et CO peut être réalisé par deux peignes d'électrodes, l'un toujours connecté à la masse et l'autre pouvant être soit connecté soit à la masse soit mis en potentiel flottant. Un seul interrupteur peut être utilisé pour connecter le peigne flottant à la masse du système et commuter ainsi la bande interdite entre les cas CO et CC sans avoir à commuter la condition électrique de chaque électrode individuellement.

## 4.2 Nomenclature

Dans la nouvelle structure, les paramètres géométriques et le nombre d'électrodes des résonateurs sont conservés (72 électrodes pour chacun des deux miroirs et 17 électrodes pour le transducteur central). Les électrodes individuelles en potentiel flottant sont remplacées par des groupes d'électrodes interdigités (1 sur 2) qui constituent les miroirs (figure 4.2).

Le nombre total d'électrodes des miroirs est constant et est égal à 72 (figure 4.2 a). Ces 72 électrodes sont réparties en plusieurs peignes interdigités (figure 4.2 b). La configuration étudiée étant symétrique, l'état électrique de chaque peigne d'un seul miroir du résonateur (ainsi que de la paire de peignes centrale correspondant initialement au transducteur) doit être spécifié pour définir une nomenclature générale. Plusieurs conditions sont possibles pour un peigne :

- La condition de mise à la masse sera représentée par une lettre M.
- La condition de potentiel flottant sera représentée par une lettre O.
- Les peignes connectés entre eux et en potentiel flottant sont référencés par un numéro. Les peignes avec le même numéro sont interconnectés.
- Finalement la lettre T est utilisée pour le peigne utilisé comme port d'entrée. Sur ce groupe, on impose le signal.

On décide de décrire les peignes par paires rassemblées entre crochets. À l'intérieur des crochets, un caractère est utilisé pour décrire la condition électrique de chacun des deux peignes. Les premiers crochets décrivent les 2 peignes les plus éloignés du centre, les crochets suivants les deux peignes suivants vers le centre et ainsi de suite. Chaque paire de crochets est affectée d'un exposant qui indique le nombre de répétitions d'une paire d'électrodes à l'intérieur des crochets pour constituer les peignes. La première lettre dans chaque crochet décrit la condition du peigne auquel appartient l'électrode la plus éloignée du centre. Pour simplifier les écritures on indique

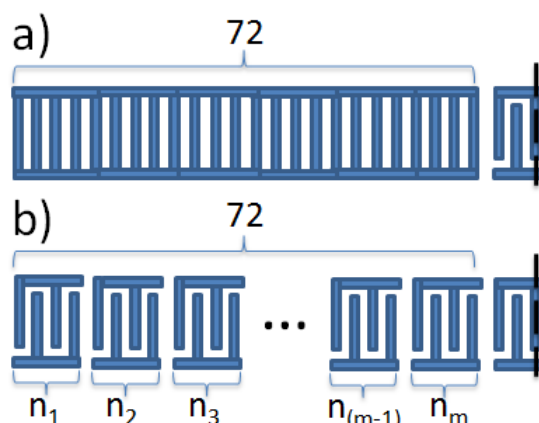


FIGURE 4.2 – Schéma de la division du miroir gauche du résonateur en groupes d'électrodes interdigités.

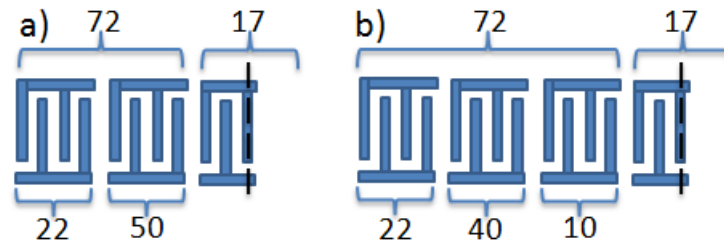


FIGURE 4.3 – Schéma de la division des miroirs du résonateur en groupes d'électrodes interdigitées.

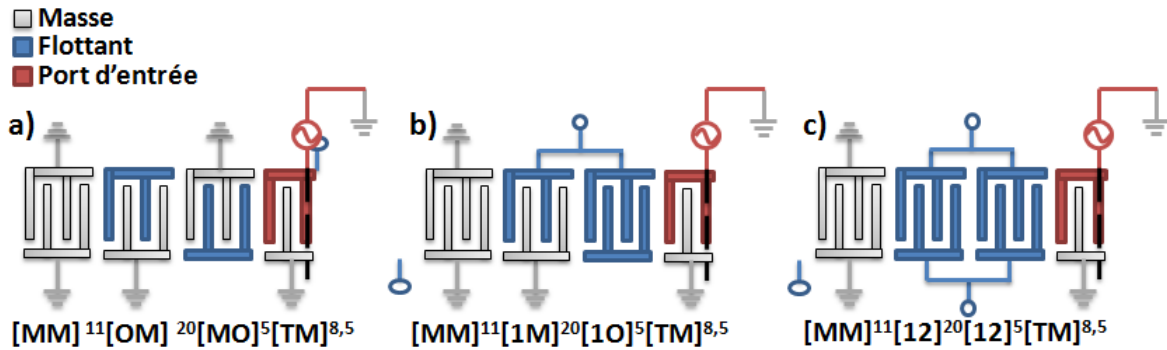


FIGURE 4.4 – Schéma de la division des miroirs du résonateur en groupes d'électrodes interdigitées.

uniquement les lettres correspondant au miroir de gauche et au transducteur initial (dans son intégralité). Enfin, le cas particulier des paires de peignes avec un nombre total d'électrodes *impair* (et donc pour lesquelles on a un peigne à  $n + 1$  électrodes faisant face à un peigne à  $n$  électrodes) est toutefois représenté sous la forme  $[AB]^{n+0.5}$ , indiquant que le motif se répète  $n$  fois et demie, la dernière électrode du peigne est donc connectée à la première. Avec ces conventions, le cas tout CC s'écrit par exemple  $[MM]^{36}[TM]^{8,5}$ . Ce choix de notation particulièrement exhaustif trouvera sa justification en section 4.6.3, avec la définition de résonateurs plus complexes avec un transducteur décentré, et dans le chapitre 6 avec la définition de miroirs divisés en blocs. Plusieurs cas de miroirs potentiellement intéressants peuvent être identifiés sur la base des résultats du chapitre précédent. En particulier, on peut se focaliser sur les cas précédemment désignés par les appellations  $N_{OC} = 0$ ,  $N_{OC} = 10$  et  $N_{OC} = 50$ . On choisit donc des groupements qui permettent de passer du cas  $N_{OC} = 0$  à deux autres cas en utilisant deux partitions différentes des miroirs (figure 4.3).

Pour la partition de la Figure 4.3a), les miroirs sont divisés en 2 paires de peignes : une paire de peignes de 11 électrodes chacun et une paire de peignes de 25 électrodes chacun. Cette division permettant de modifier les conditions sur les 50 premières électrodes, elle permet de générer (entre autres) des schémas de connexion dont le comportement devrait être similaire à celui des cas  $N_{OC} = 0$  et  $N_{OC} = 50$ , mais avec des peignes. Ainsi, il permet par exemple de réaliser le cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  ou le cas  $[MM]^{11}[MO]^{25}[TM]^{8,5}$ .

Pour la partition de la Figure 4.3.b), les miroirs sont divisés en 3 paires de peignes : une paire de peignes de 11 électrodes, une paire de peignes de 20 électrodes et une paire de peignes de 5 électrodes. Avec cette partition, il devrait être possible de générer, en plus des configurations précédentes, des cas de connexion dont le comportement est proche de celui du résonateur  $N_{OC} = 10$  (par exemple  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MO]^{5}[TM]^{8,5}$ ).

Dans la suite, les deux divisions des Figure 4.3 (a) et (b), correspondant à deux motifs de métallisation bien distincts, seront respectivement désignées sous les appellations « 22-50 » et « 22-40-10 » (indépendamment des cas de connexions électriques choisis).

La figure 4.4 présente 3 exemples de cas de connexion pour les miroirs du résonateur qui

suit la division 22-40-10 pour les miroirs. Sur la Figure 4.4 a), la géométrie est constituée de gauche à droite de deux peignes mis à la masse, d'un peigne en potentiel flottant en face d'un peigne mis à la masse, d'un peigne mis à la masse en face d'un peigne en potentiel flottant, et finalement du peigne (impair) utilisé comme port d'entrée en face d'un peigne (pair) mis à la masse. On note ce cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MO]^5[TM]^{8,5}$ . Pour la Figure 4.4 b) on reprend la configuration précédente et on connecte le peigne en potentiel flottant du groupe de 40 électrodes avec le peigne mis précédemment à la masse du groupe de 10 électrodes, pour obtenir le cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[1O]^5[TM]^{8,5}$ . Enfin, si à partir de la configuration 4.4 b) on connecte le peigne mis à la masse du groupe de 40 électrodes au peigne en potentiel flottant du groupe de 10 électrodes, on obtient le cas de la figure 4.4 c),  $[MM]^{11}[12]^{20}[12]^5[TM]^{8,5}$ .

### 4.3 Comparaison des modèles en tranche et complet

Le modèle complet du résonateur, avec une longueur de plus de 200  $\mu\text{m}$  dans la direction transverse (ouverture acoustique et bus d'accès), nécessite des temps de calculs très importants pour obtenir la réponse du résonateur sur l'ensemble de la gamme de fréquences visée. Cependant, dans le chapitre précédent, ce problème a pu être largement évité en considérant un modèle en tranche dans lequel une capacité effective est introduite pour corriger les écarts liés à l'ouverture acoustique finie du réseau d'électrodes. En particulier, il a été montré que l'ajout d'une capacité définie heuristiquement sur le modèle en tranche permet d'avoir un meilleur accord entre les réponses en paramètre  $S_{11}$  simulées et mesurées, notamment en ce qui concerne les fréquences de résonance. L'objectif de cette section est de réévaluer l'impact des effets transverses sur quelques cas qui utilisent des miroirs à doubles peignes interdigités. Les simulations sont conduites avec le modèle complet et le modèle en tranche sans terme capacitif correctif afin de déterminer si des corrections doivent de nouveau être apportées au modèle en tranche. La condition électrique utilisée pour modéliser les peignes en potentiel flottant est décrite avec le modèle EF par une condition d'isopotential appliquée à la surface de contact entre le substrat et toutes les électrodes appartenant au peigne. On impose ainsi l'annulation de la charge totale sur l'ensemble de ces électrodes.

La figure 4.5 compare les modules des paramètres S calculés par les modèles complet et en tranche sans terme capacitif correctif pour les cas de connexion  $[MM]^{11}[OO]^{20}[OO]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.5 a),  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MO]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.5 b) et le cas  $[MM]^{11}[MO]^{20}[OM]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.5 c). Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette figure :

- Les simulations en tranche, sans aucune correction, donnent des résultats proches de ceux du modèle complet pour les cas de connexion avec et sans peignes en potentiel flottant.
- Différents facteurs peuvent expliquer les légères différences de niveau et le décalage en fréquence entre les modèles, comme l'utilisation d'un maillage trop grossier pour le modèle complet, ou d'un pas de simulation trop grand. L'accord est cependant suffisamment correct pour étudier des connexions en peignes avec le modèle en tranche sans terme capacitif ajouté car toutes les résonances sont présentes pour les deux modèles, avec des fréquences légèrement décalées.
- L'ajout d'une capacité corrective, toujours difficile à déterminer, n'apparaît donc pas nécessaire dans le cas de connexions par groupes d'électrodes.
- La comparaison entre les réponses obtenues pour les trois cas montre que la mise à la masse de l'un ou l'autre des peignes des groupes ayant initialement deux peignes en condition flottante modifie peu la réponse spectrale du résonateur, en accord avec les résultats de la section 4.1. Bien que des différences de réponse spectrale entre les trois cas étudiés soient non négligeables, le nombre de résonances de la cavité est identique et leur fréquence n'est que

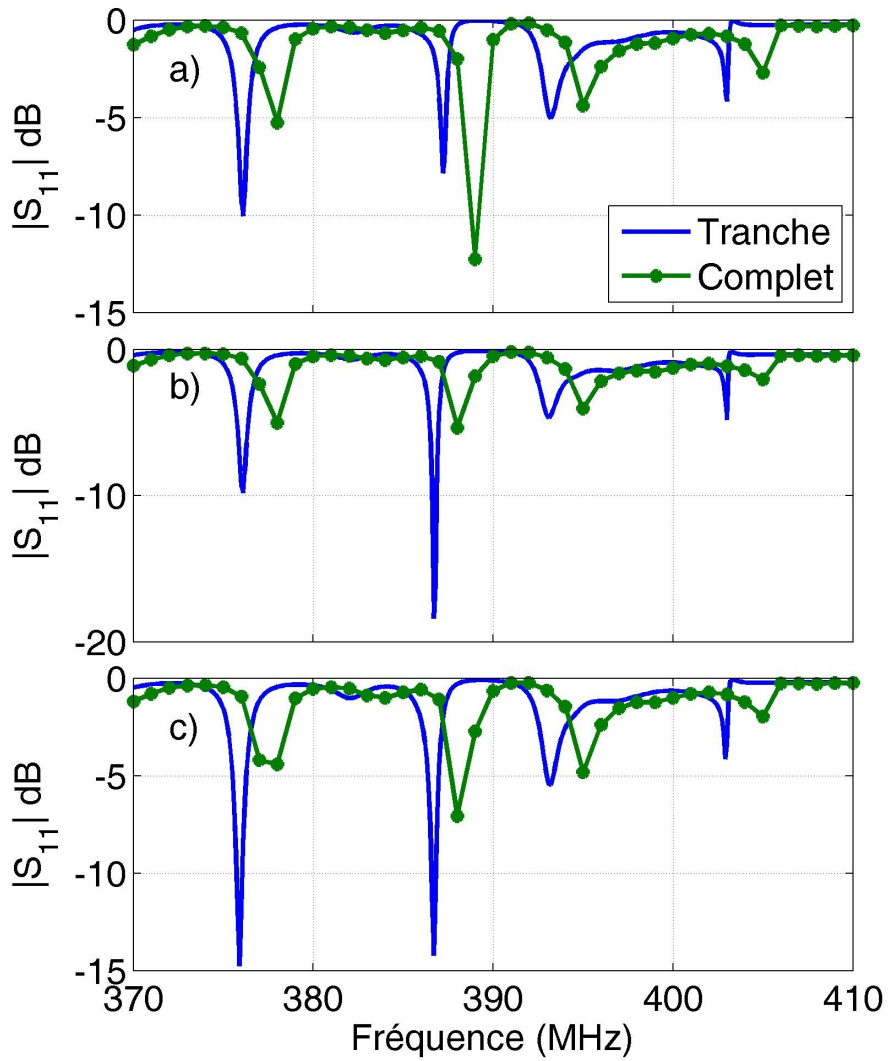


FIGURE 4.5 – Comparaison des spectres du module du paramètre  $S_{11}$  obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, sans terme capacitif correctif, pour les cas de connexion a)  $[MM]^{11}[OO]^{20}[OO]^5[TM]^{8,5}$ , b)  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MO]^5[TM]^{8,5}$  b) et c)  $[MM]^{11}[MO]^{20}[OM]^5[TM]^{8,5}$ .

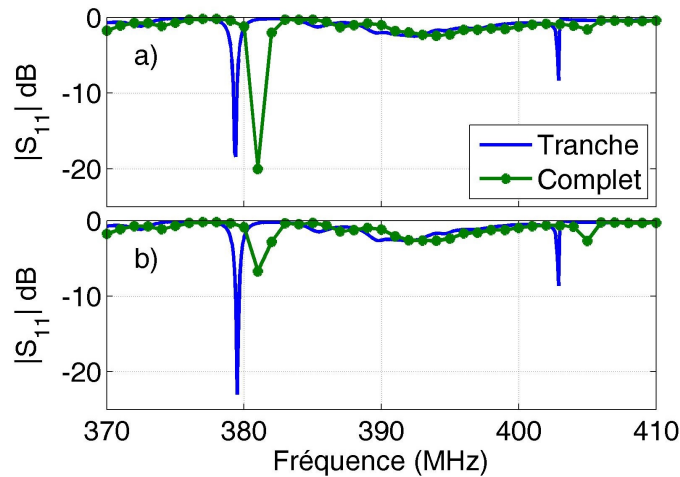


FIGURE 4.6 – Comparaison des spectres du module du paramètre  $S_{11}$  obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, pour les cas de connexion a)  $[MM]^{31}[MO]^5[TM]^{8,5}$  et b)  $[MM]^{31}[OO]^5[TM]^{8,5}$ .

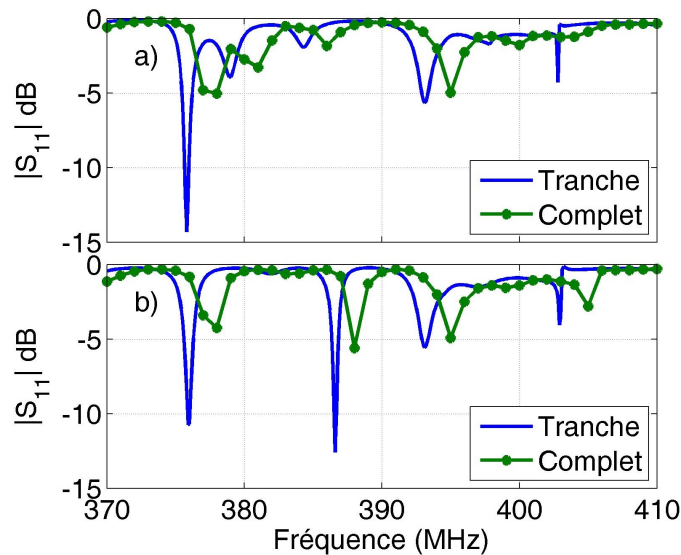


FIGURE 4.7 – Comparaison des spectres du module du paramètre  $S_{11}$  obtenus par simulation avec les modèles complet et en tranche, pour les cas de connexion a)  $[MM]^{11}[M1]^{20}[1M]^5[TM]^{8,5}$  et b)  $[MM]^{11}[M1]^{20}[1O]^5[TM]^{8,5}$ .

peu modifiée. En d'autres termes, tant que les potentiels des deux peignes sont indépendants, on retrouve un comportement très similaire à un miroir de Bragg CO.

Pour vérifier ces conclusions, la figure 4.6 présente la même comparaison pour les cas  $[MM]^{31}[MO]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.6 a) et  $[MM]^{31}[OO]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.6 b) (réalisables en pratique avec la même division 22-40-10).

Dans ces cas, des peignes flottants relativement courts se trouvent à proximité du transducteur central. On remarque à nouveau que la mise à la masse de l'un des deux peignes flottants ne modifie que marginalement le fonctionnement du résonateur. La comparaison entre le modèle en tranche et le modèle complet reste satisfaisante. Une dernière vérification est conduite en comparant les cas  $[MM]^{11}[M1]^{20}[1M]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.7 a) et  $[MM]^{11}[M1]^{20}[1O]^5[TM]^{8,5}$  (figure 4.7 b).

Ainsi, dans le cas où des peignes appartenant à des groupes différents sont interconnectés (indice « 1 » présent dans deux groupes), un accord raisonnable est toujours observé entre les simulations par les modèles complet et en tranche.

#### 4.4 Étude simultanée de différents cas de connexion à partir de la matrice d'admittance

Le modèle en tranche est conservé pour l'étude de la réponse des résonateurs, l'accord avec le modèle complet s'avérant satisfaisant pour des cas de connexion assez variés. Cependant, le calcul par éléments finis de la réponse pour différents cas de connexion reste assez long. Une alternative possible consiste à calculer par EF une matrice d'admittance unique pour une division des miroirs donnée, en considérant que chaque peigne est un port électrique. La réponse (spectre du paramètre  $S_{11}$ ) pour un cas de connexion donné est alors obtenue grâce à un simple post-traitement de cette matrice complète. Par définition, elle peut s'écrire sous la forme :

$$[Y][V] = [I]. \quad (4.1)$$

$[V]$  et  $[I]$  sont les vecteurs de potentiel et de courant sortant pour chacun des ports électriques, c'est-à-dire les peignes physiquement distincts. Les divisions 22-50 et 22-40-10 comportent respectivement 10 et 14 peignes au total, mais en raison de la présence d'un plan de symétrie exact au milieu du résonateur, on a en réalité 6 et 8 ports électriques dans le modèle EF. Cette matrice qui relie le courant sortant de chaque peigne de la structure au potentiel dans chaque peigne est une matrice carrée de dimension égale au nombre de peignes au sein du résonateur. Elle ne doit pas être confondue avec l'admittance harmonique calculée dans le chapitre 2 ou la matrice d'admittance harmonique de l'Annexe 1. Dans ce chapitre, la matrice d'admittance relie les ports du résonateur qui est de taille finie. On utilise des crochets carrés pour identifier la matrice d'admittance utilisée dans ce chapitre. Dans la représentation par matrice  $P$  des dispositifs SAW, la matrice d'admittance reliant les différents ports apparaît naturellement. Elle résulte par exemple du procédé de mise en cascade quand on modélise des dispositifs multiports (filtres DMS, filtres LCRE, lignes à retard, etc.). Après l'assemblage de la matrice  $P$  du dispositif complet, la simulation est complète. La réponse électrique des dispositifs est contenue totalement dans la matrice d'admittance. De même, dans la simulation par la méthode de cascade hiérarchique par EF, les degrés de liberté électriques qui correspondent aux électrodes sont conservés après assemblage et mise en cascade, et la matrice d'admittance est obtenue directement [70]. Les considérations de réciprocité impliquent que la matrice d'admittance doit être symétrique [98].

Les résonateurs étudiés dans ce chapitre n'auront en définitive qu'un seul port électrique. Néanmoins, comme annoncé plus haut, la connaissance de la matrice d'admittance multi-port du dispositif va permettre de déterminer très rapidement sa réponse électrique (son impédance/admittance/paramètre  $S$ ) pour n'importe quelle combinaison de conditions électriques appliquées aux différents peignes. Par simplicité d'implémentation, le calcul direct de la matrice d'admittance sera effectué par éléments finis. Dorénavant, on utilisera également le mot « port » au lieu du mot « peigne » pour décrire les groupes d'électrodes dans la structure. Pour expliquer la démarche à suivre pour calculer la matrice d'admittance, on imagine une structure à trois ports ayant pour matrice :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Le modèle EF étant linéaire, la réponse du système à une somme d'entrées est la somme des réponses à ces mêmes entrées traitées individuellement. Pour calculer la matrice d'admittance, le nombre de simulations nécessaires est égal au nombre de ports dans la structure. La matrice est ensuite assemblée à partir des réponses individuelles. Dans un premier temps, on applique un potentiel au port 1 dans la gamme de fréquences souhaitée et on impose un potentiel nul sur les autres ports. Ceci permet de calculer le courant résultant sur les trois ports de la structure et d'en déduire les paramètres  $Y_{11}$ ,  $Y_{21}$  et  $Y_{31}$ . En suivant la même démarche sur les deux autres ports,

l'ensemble de la matrice est obtenu.

Trois conditions électriques basiques sont considérées pour chaque port : (1) mise à la masse, (2) mise en potentiel flottant, et (3) interconnexion entre différents ports. Pour retrouver la réponse du résonateur simple port, il est nécessaire d'imposer une condition électrique sur chaque port à l'exception de celui utilisé comme port d'entrée.

(1) **Mise à la masse** : Pour obtenir la réponse en admittance du résonateur quand le port 1 est utilisé comme port d'entrée  $Y_{rés} = I_1 / V_1$ , alors que les deux autres ports sont mis à la masse, il suffit de poser  $V_2 = 0$  et  $V_3 = 0$ , ce qui donne

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} \rightarrow Y_{rés} = \frac{I_1}{V_1} = Y_{11}. \quad (4.3)$$

Dans cet exemple l'admittance du résonateur est donc simplement un des termes de la matrice d'admittance du dispositif multi-ports, mais ce n'est pas toujours le cas.

(2) **Mise en potentiel flottant** : Un autre exemple basé sur le même système à 3 ports peut consister à toujours considérer le port 1 comme port d'entrée, mais à laisser les deux autres en condition flottante. On impose donc  $I_2 = 0$ ,  $I_3 = 0$

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Y_{21} \\ Y_{31} \end{bmatrix} V_1$$

$$Y_{rés} = \frac{I_1}{V_1} = Y_{11} - \begin{bmatrix} Y_{12} & Y_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Y_{21} \\ Y_{31} \end{bmatrix}. \quad (4.4)$$

Pour généraliser ces deux types de transformations, on définit tout d'abord trois listes de ports distinctes. Une liste  $P$  contient les ports qui seront utilisés comme ports d'entrée ou de sortie, une liste  $O$  indique les ports qui doivent être laissés en potentiel flottant et finalement une liste  $M$  reprend les ports qui doivent être mis à la masse. Dans toute la suite, la liste  $P$  ne comporte qu'un seul élément puisque l'on étudie uniquement des résonateurs simple port. Ceci permet de définir des vecteurs  $V_P$ ,  $V_O$  et  $V_M = 0$  qui contiennent respectivement les potentiels des ports d'entrée/sortie, des ports mis en potentiel flottant et des ports mis à la masse. De la même façon on définit les vecteurs qui contiennent les courants correspondants  $I_P$ ,  $I_O = 0$  et  $I_M$ . La matrice d'admittance d'origine est réordonnée pour être scindée en 9 sous-matrices, comme suit :

$$\begin{bmatrix} [Y_{PP}] & [Y_{PO}] & [Y_{PM}] \\ [Y_{OP}] & [Y_{OO}] & [Y_{OM}] \\ [Y_{MP}] & [Y_{MO}] & [Y_{MM}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_P] \\ [V_O] \\ [0] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [I_P] \\ [0] \\ [I_M] \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

Si les listes  $O$  ou  $M$  sont vides, les sous-matrices faisant apparaître ces listes le sont également. Si on prend l'exemple des ports 2 et 3 en potentiel flottant dans l'équation 4.4, on peut identifier les différents éléments de la matrice  $Y_{PP} = Y_{11}$ ,  $Y_{PO} = [Y_{12} \ Y_{13}]$ ,  $Y_{OP} = [Y_{21} \ Y_{31}]^T$  et  $Y_{OO} = [Y_{22} \ Y_{23}; Y_{32} \ Y_{33}]$ . Suite à cette étape de réorganisation des éléments de la matrice on peut calculer la réponse du résonateur  $Y_{rés}$  avec l'expression générale

$$Y_{rés} = Y_{PP} - Y_{PO} Y_{OO}^{-1} Y_{OP}. \quad (4.6)$$

Si aucun port n'est mis en potentiel flottant, le deuxième terme est nul et l'expression revient à  $Y_{rés} = Y_{PP}$ .

(3) **Interconnexion entre différents ports** : Le troisième type de manipulation envisageable est la connexion entre deux ports. Par exemple, pour connecter les ports 2 et 3, il faut poser  $V_2 = V_3 = V$ ,  $I_2 + I_3 = I$



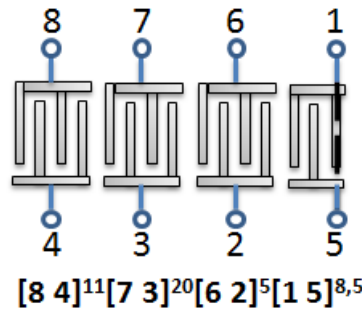


FIGURE 4.8 – Schéma de la géométrie utilisée pour le calcul de la matrice d'admittance harmonique. Le numéro de chaque peigne correspond à une ligne de la matrice.

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} + Y_{13} \\ Y_{21} + Y_{31} & Y_{22} + Y_{23} + Y_{32} + Y_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I \end{bmatrix}. \quad (4.7)$$

Cette manipulation de la matrice d'admittance réduit le nombre de ports disponibles mais n'est pas une condition électrique en soi. En pratique le nouveau port résultant de la combinaison des ports 2 et 3 peut toujours être à la masse, en condition flottante, ou même être un port d'entrée/sortie. En d'autres termes, la nouvelle matrice obtenue décrit le système à deux ports qui résulte de l'interconnexion. Pour généraliser cette formule, on souhaite maintenant formuler une procédure de connexion de ports permettant de réduire les matrices d'admittance, utilisable en amont de la procédure présentée précédemment. Soit  $Y$  la matrice avant connexion, et  $[Y]'$  celle après connexion des ports rassemblés sous la liste  $C$  (connectés). Les autres ports sont sous la liste  $D$  (déconnectés). On a :

$$\begin{bmatrix} Y_{DD} & Y_{DC} \\ Y_{CD} & Y_{CC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_D \\ V_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_D \\ I_C \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

avec  $V_C$  un vecteur de potentiels  $V$  tous égaux et  $I_C$  un vecteur de courants de somme  $I$ . On cherche  $Y'$  tel que

$$Y' \begin{bmatrix} V_D \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_D \\ I \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

ce qui donne :

$$Y' = \begin{bmatrix} Y_{DD} & \sum_{j=C} Y_{(D,j)} \\ \sum_{i=C} Y_{(i,D)} & \sum_{i=C} \sum_{j=C} Y_{(i,j)} \end{bmatrix}. \quad (4.10)$$

On s'intéresse à présent à la matrice d'admittance des dispositifs présentés ultérieurement à la section 4.6. Ces dispositifs peuvent être décrits par une matrice d'admittance à 8 ports. La figure 4.8 présente la structure de ces dispositifs ainsi que la numérotation utilisée pour faire référence aux différents peignes.

Dans le schéma du résonateur de la figure 4.8, seule la moitié est considérée, par symétrie. Dans le cas classique les ports 1 et 5 sont utilisés pour le transducteur, avec le port 1 en port d'entrée et le port 5 en tant que masse, alors que les miroirs sont représentés par les ports 2, 3, 4, 6, 7 et 8. Les peignes des miroirs ne sont pas utilisés comme ports d'entrée. Dans la section 4.6.3, un résonateur est proposé dans lequel le port 2 est utilisé comme port d'entrée. Pour conserver la symétrie présumée du composant, ce choix implique également l'utilisation du peigne symétrique correspondant dans le miroir de droite comme port d'entrée. L'étude des éléments de cette

matrice d'admittance et sa possible utilisation pour l'étude de la structure est présentée en Annexe C. Grâce aux procédures décrites par les équations 4.6 et 4.10, cette matrice d'admittance donne accès à un nombre très important de cas de connexion du résonateur (en total 215173 combinaisons différentes ne conservant qu'un seul port d'entrée). Toutefois l'étude exhaustive de toutes les combinaisons possibles n'est pas le but de ce manuscrit et on se focalisera sur quelques cas de connexion. Les cas de connexion particulièrement utiles sont ceux qui permettent soit d'avoir un résonateur agile pour concevoir des filtres agiles (chapitre 5) et ceux qui utilisent le port 1 comme port d'entrée car ils permettent de calculer le coefficient de réflexion des miroirs à partir de la simulation EF.

## 4.5 Ponts Diélectriques

L'utilisation de miroirs constitués de peignes interdigités permet de simplifier la connectique pour commuter les résonateurs simple port entre les différents points de fonctionnement envisagés. Cette simplification ne permet cependant pas d'éviter des croisements entre les lignes qui connectent les différents peignes aux interrupteurs. Cette section décrit une brique technologique nécessaire pour permettre ces croisements lors de la fabrication des dispositifs. Il est nécessaire d'isoler les lignes au niveau de ces croisements pour garantir que les peignes seront suffisamment découplés, afin que les conditions électriques des miroirs se rapprochent le plus possible du cas idéal. On choisit d'utiliser des ponts diélectriques pour réaliser l'isolement entre les lignes, comme schématisé à la figure 4.9 (ce dessin n'est qu'un schéma et ne décrit pas de façon exhaustive la géométrie du pont, notamment sur la figure 4.9 b).

Sur la figure, les rectangles de couleur verte correspondent au substrat, ceux en gris et orange aux lignes qui doivent être isolées, et le rectangle en magenta à la couche de matériau diélectrique qui permet de séparer les lignes. Par rapport au procédé de fabrication décrit au chapitre 3, des étapes intermédiaires sont ajoutées pour déposer 1) les lignes du niveau inférieur des ponts diélectriques 2) la couche de diélectrique et 3) la métallisation du niveau supérieur. Des structures test sont fabriquées dans la salle blanche de TRT Palaiseau pour mesurer la réponse électrique des ponts. La figure 4.10 présente le schéma de ces structures.

Les zones orangées correspondent aux lignes de métallisation en or, et celles grisées aux lignes de métallisations en or recouvertes d'une surcouche de titane pour améliorer le contact avec les pointes. Les rectangles magenta indiquent la localisation du diélectrique. La mesure est réalisée avec une sonde à trois pointes. La pointe centrale permet d'injecter le signal sur la ligne en or, et les pointes  $G$  de la sonde reposent sur les lignes grisées. Différentes géométries de ponts diélectriques sont testées. La figure 4.10 a) notée cas C0 correspond à une vraie séparation (couche d'air) entre les lignes et donc un très bon isolement entre la pointe centrale et la masse. Cette structure sert de référence pour évaluer la réponse mesurée sur les deux autres dispositifs. Sur les figures 4.10 b) et c), les deux lignes sont séparées par des couches diélectriques, de dimensions différentes. Le pont de la figure 4.10 b) nommé C50 est de surface réduite par rapport au pont de la figure 4.10 c) nommé C150.

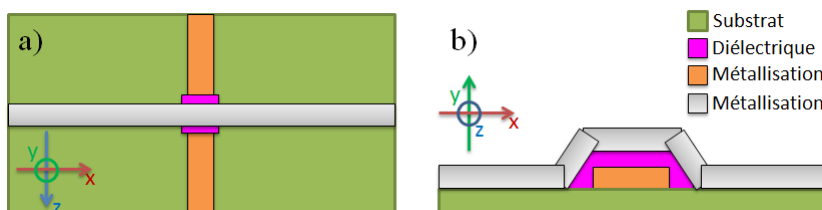


FIGURE 4.9 – Schéma de deux lignes de métallisation déposées sur un substrat qui se croisent et sont maintenues isolées par la présence d'une couche de matériau diélectrique, dit "pont diélectrique".

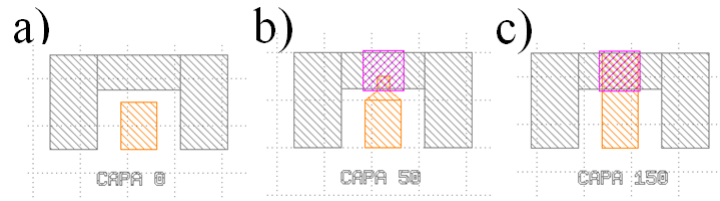


FIGURE 4.10 – Structures fabriquées sur le substrat LiNbO<sub>3</sub> pour caractériser la réponse du pont diélectrique, chaque figure a), b) et c) présente une taille différente du pont.

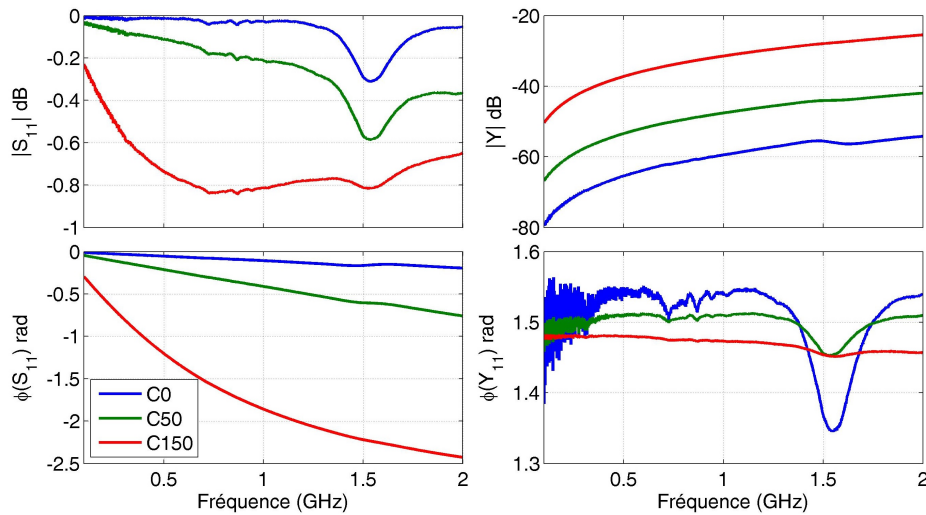


FIGURE 4.11 – Mesure de la réponse des structures de la figure 4.10.

La figure 4.11 présente la réponse mesurée des 3 structures de la figure 4.10 sur une gamme de fréquences étendue. Le module de l'admittance a globalement la forme caractéristique d'une capacité ( $Y = j\omega C$ ). Une résonance électrique est présente entre 1,532 et 1,555 GHz. La phase non nulle de l'admittance indique la présence de pertes dans le diélectrique. Logiquement, un pont de plus grande surface augmente la capacitance ainsi que les pertes, ce qui explique l'atténuation de la résonance électrique dans le cas C150. Le tableau 4.1 présente la valeur de la capacité de chaque configuration, estimée à partir de l'expression

$$C \approx \frac{1}{j} \left\langle \left( \frac{dY}{d\omega} \right) \right\rangle_{0,1 < f < 1,2 \text{ GHz}} \quad (4.11)$$

Farads	Re(C)	Im(C)	Tan( $\delta$ )
C0	1,7390e-13	- 4,8452e-15	0,0279
C50	6,6065e-13	- 3,8683e-14	0,0586
C150	4,1832e-12	- 4,2422e-13	0,1014

TABLEAU 4.1 – Estimation de la capacité des ponts diélectriques à partir des mesures.

L'estimation est réalisée pour des fréquences inférieures à 1,2 GHz, en dessous de la résonance de la structure utilisée pour caractériser les ponts diélectriques. On retrouve un rapport de 3,804 entre les modules des capacitances pour C50 et C0 et un rapport de 6,35 entre C150 et C50. La partie imaginaire de la capacité est très faible. Les ponts diélectriques peuvent donc être modélisés par une simple capacité. Dans l'annexe D, on présente un exemple de la modélisation de la capacité parasite amenée par les ponts diélectriques à l'aide d'un circuit à éléments localisés.

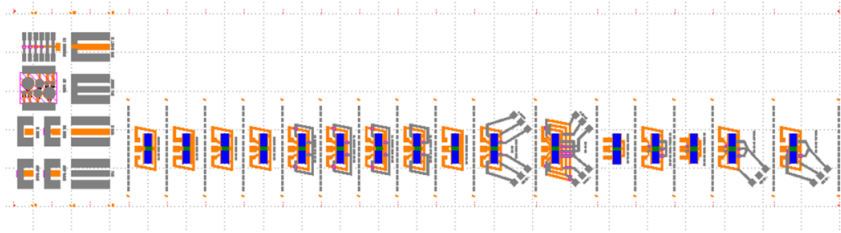


FIGURE 4.12 – Schéma d'une cellule de dispositifs fabriqués (F0505).

## 4.6 Fabrication de résonateurs avec miroirs en peignes

### 4.6.1 Préambule aux mesures

On ne présente dans la suite que des cas de connexion pouvant servir de preuve du potentiel des résonateurs SAW munis de miroirs en peignes pour des fonctions d'agilité. Ces cas de connexion sont étudiés à partir des résultats de simulation et de mesure. L'intégration des filtres SAW avec les commutateurs est une question très importante pour leur application pratique dans des systèmes de télécommunication. Dans notre cas, une astuce est introduite pour commuter dynamiquement la condition électrique des miroirs sans intégrer les dispositifs de commutation tels que des transistors ou des interrupteurs MEMS. Elle permet également de réaliser directement la mesure sur le banc sous pointes utilisé pour caractériser les résonateurs du chapitre 3, tout en réduisant au maximum les parasites sur les dispositifs. Une discussion détaillée sur l'intégration des filtres SAW agiles est présentée dans les articles par Hashimoto et al. [11, 12], où l'agilité est obtenue par l'utilisation de capacités contrôlées en tension.

On peut classer les résonateurs fabriqués en deux classes principales : a) les dispositifs *frozen* et b) les dispositifs *switch*. Les dispositifs *frozen* sont des dispositifs figés dont la réponse n'est pas commutable. Les dispositifs *switch* comportent des pistes et pads supplémentaires qui permettent de commuter la réponse des résonateurs par modification de la condition électrique des peignes. La géométrie spécifique des dispositifs est présentée dans la suite lorsque leur réponse est discutée. Les dispositifs *frozen* présentent en général un nombre limité de ponts et de lignes pour réduire les effets parasites liés à ces éléments et permettre de confirmer les résultats de simulation. La comparaison entre les dispositifs *frozen* et *switch* permet ainsi de mettre en évidence l'éventuel impact de la connectique sur la réponse des dispositifs. Les dispositifs ont été fabriqués en colonnes sur un morceau de substrat noté F0505 comme indiqué sur le schéma de la figure 4.12.

Des métallisations additionnelles sont incluses pour évaluer l'effet des lignes en or sur le substrat piézoélectrique, et en particulier pour mesurer la capacité des ponts diélectriques. Sur un deuxième morceau de substrat noté F0506, trois séries de dispositifs sont fabriquées et découpées pour empêcher le couplage acoustique entre les résonateurs. De la colle à l'argent est appliquée sur les bords des différentes cellules découpées pour éviter le retour des ondes de surface se réfléchissant sur les bords du substrat. L'ajout de cette colle permet d'absorber les ondes mécaniques et donc d'éviter les oscillations rapides visibles sur la réponse des résonateurs fabriqués dans le chapitre 3 (fig. 3.20). La figure 4.13 présente une photo des dispositifs de la cellule F0506 après application de la colle à l'argent. Plusieurs séries de dispositifs sont fabriquées pour vérifier la répétabilité des mesures. La lithographie électronique permettant une fabrication très précise par rapport à d'autres méthodes plus classiques, on s'attend ici à une très bonne robustesse. La fabrication est à nouveau réalisée dans la salle blanche de TRT à Palaiseau.

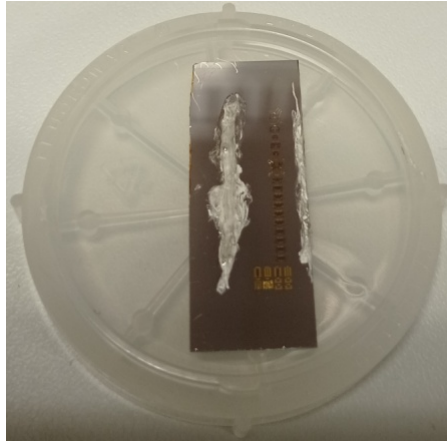


FIGURE 4.13 – Photo de la cellule 3 après découpe et avec colle à l'argent appliquée aux côtés des dispositifs.

## 4.6.2 Composants basés sur la division 22-50

### 4.6.2.1 Géométrie et simulation

Dans cette section, on présente les résultats pour les résonateurs dont les miroirs sont basés sur la division 22-50 schématisée à la figure 4.3 a). Comme indiqué précédemment, cette division ne permet de définir que 6 ports distincts (toujours pour des dispositifs strictement symétriques). Les cas de connexion envisageables s'écrivent tous sous la forme  $[1\ 2]^{11}[3\ 4]^{25}[5\ 6]^{8,5}$ , avec des  $P_i$  correspondant aux différentes conditions électriques des ports. 4 cas de connexion sont étudiés en particulier dans la suite :

- $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$
- $[OO]^{11}[OO]^{25}[TM]^{8,5}$
- $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$
- $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$

Le cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  est équivalent au cas tout CC. Pour les cas  $[OO]^{11}[OO]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , les miroirs sont composés de deux paires de peignes interdigués. Dans le premier cas les 4 peignes sont en potentiel flottant alors que dans le second cas, un peigne de chaque paire est connecté à la masse. Enfin, le dernier cas est une variante du cas précédent, dans laquelle les deux peignes flottants sont reliés entre eux. Les modules des admittances des différents résonateurs, calculés par manipulation de la matrice d'admittance sont présentés à la Figure 4.14 (les paramètres S correspondants sont présentés section 4.3). Les courbes sont décalées artificiellement de 20 dB pour faciliter la lecture. Les réponses des cas  $[OO]^{11}[OO]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  sont presque égales comme prédit dans la section 4.1. Une paire résonance/antirésonance principale est identifiée autour de 386 et 388,45 MHz respectivement, c'est-à-dire à l'intérieur de la bande interdite CO. Un saut relatif de la résonance principale de 2,29% est ainsi possible avec deux interrupteurs par composant. Malheureusement, la réponse présente plusieurs résonances additionnelles. Pour une fréquence inférieure à celle de la bande interdite CC des miroirs ([375,51, 381,66] MHz), on observe une résonance à faible coefficient de qualité (centrée à 374,2 MHz), ainsi que d'autres entre la résonance principale et la résonance due au mode SH (centrées pour 392,7 et 397,5 MHz). Ces résonances supplémentaires de l'admittance pouvant être causées par la bande d'hybridation, les réflexions multiples causées par la taille finie des miroirs ou la division du miroir en deux sections. Pour le cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ , on a 3 fortes résonances centrées sur 373,95, 380,35 et 386,95 MHz. Si l'on compare cette réponse à celle des autres trois cas, la résonance à 373,95 MHz est très proche de la résonance à faible coefficient de qualité présente pour le cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . La résonance centrée sur 380,35 MHz est présente à une fréquence très proche de la résonance du

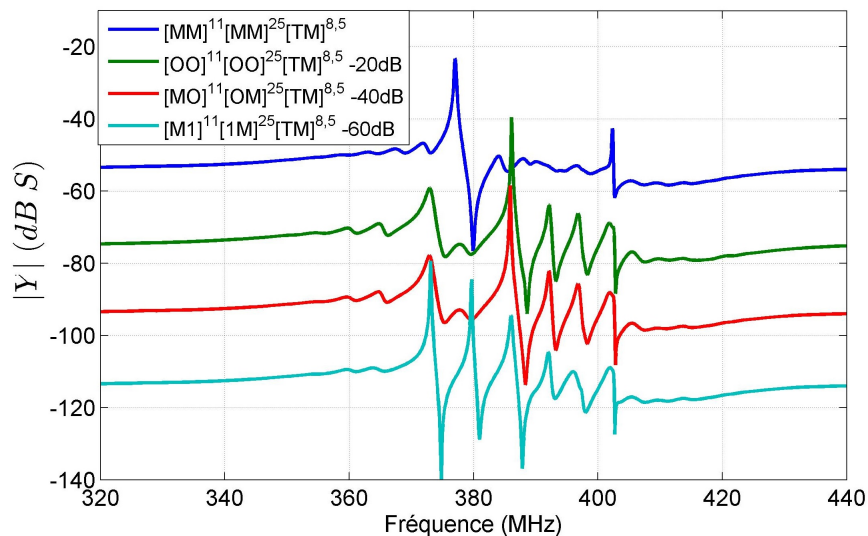


FIGURE 4.14 – Évolution fréquentielle simulée du module de l'admittance pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-50.

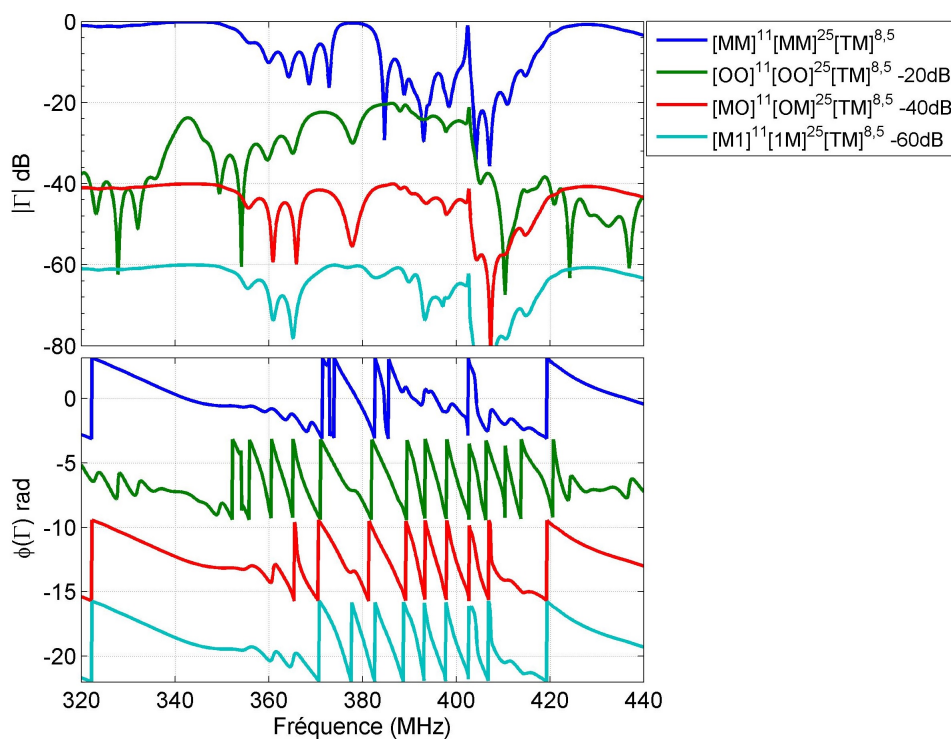


FIGURE 4.15 – Coefficient de réflexion  $\Gamma$  des miroirs, calculé pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-50.



cas tout CC et celle à 386,95 MHz présente une fréquence proche de la résonance principale du cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Entre la résonance de fréquence la plus élevée et la résonance due au mode SH, on retrouve les ondulations du cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

La figure 4.15 présente le coefficient  $\Gamma$ , équivalent au coefficient de réflexion des miroirs pour les 4 cas considérés. On remarque des réponses spectrales très similaires pour les cas  $[OO]^{11}[OO]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , avec en particulier un lobe à fort coefficient de réflexion dans la gamme [380,75, 391,75] MHz (bande à -3 dB). Son amplitude est irrégulière et décroît très lentement avec la fréquence. Ce décalage de fréquence par rapport au lobe du cas tout CC montre que le miroir présente un comportement CO. Un deuxième lobe à amplitude plus faible (environ -2 dB) est présent dans la gamme [367,3, 375,45] MHz. Bien que réduite par rapport au lobe associé à la bande CO, son amplitude est néanmoins trop élevée et sa largeur trop grande pour être causée par les réflexions multiples des bords des miroirs. Ce lobe supplémentaire peut être attribué à la résonance des peignes qui permet de stocker de l'énergie à l'intérieur de la cavité. Cet effet est étudié plus en détails dans le chapitre 6. On se concentre à présent sur le coefficient de réflexion des miroirs pour le cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ . Au lieu d'avoir deux lobes séparés par un minimum de l'amplitude du coefficient de réflexion, on observe une bande assez large d'amplitude élevée. On retrouve le maximum ( $\Gamma \approx -0.1$  dB) à 374 MHz avec une bande à -3dB correspondant à [369,2, 382,2] MHz. Dans la bande [368, 392,1] MHz l'écart d'amplitude du coefficient  $\Gamma$  par rapport au maximum n'excède pas 4 dB. La large bande de fonctionnement du miroir avec ces conditions électriques permet de remplir la condition de résonance plusieurs fois.

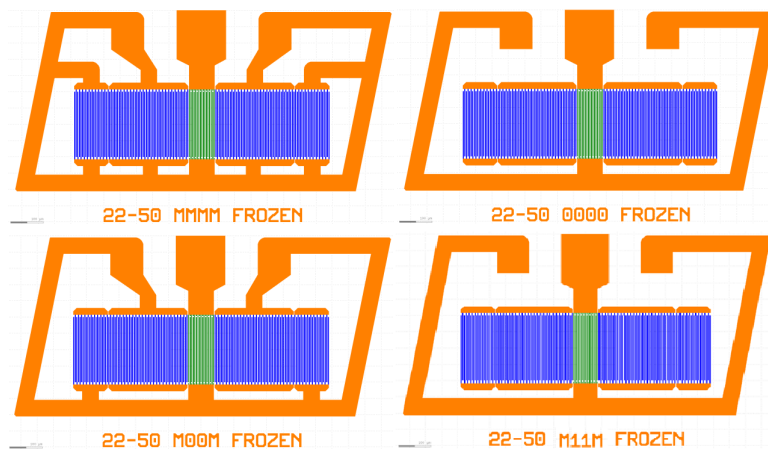


FIGURE 4.16 – Géométrie des résonateurs fabriqués pour les dispositifs à division 22-50 *frozen*.

#### 4.6.2.2 Fabrication

La figure 4.16 présente la géométrie des résonateurs à division 22-50 *frozen*. Leur géométrie est similaire à celle des résonateurs fabriqués dans le chapitre 3. Une ligne de masse entoure la cavité et permet de relier les pointes  $G$  à la masse du transducteur. Les électrodes du transducteur sont représentées en vert et celles des miroirs en bleu. Le cas le plus simple est le cas  $[OO]^{11}[OO]^{25}[TM]^{8,5}$  (noté OOOO sur le schéma). Les bus correspondent aux 8 rectangles orange en dessous et au-dessus des miroirs. Ce sont des lignes de métallisation permettant de connecter les doigts des peignes entre eux. Dans certains cas, des lignes supplémentaires permettent de connecter les peignes à la ligne de masse. Pour le cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  les deux peignes repérés par le numéro 1 sont connectés entre eux sans passer par une piste extérieure. La figure 4.17 montre une vue rapprochée de la connexion de ces peignes, la dernière électrode de chaque peigne 1 est étendue de telle façon à être connectée aux deux bus. On notera qu'aucune des configurations fabriquées ici ne nécessite de pont diélectrique.

La figure 4.18 compare les réponses des dispositifs fabriqués aux réponses simulées pour

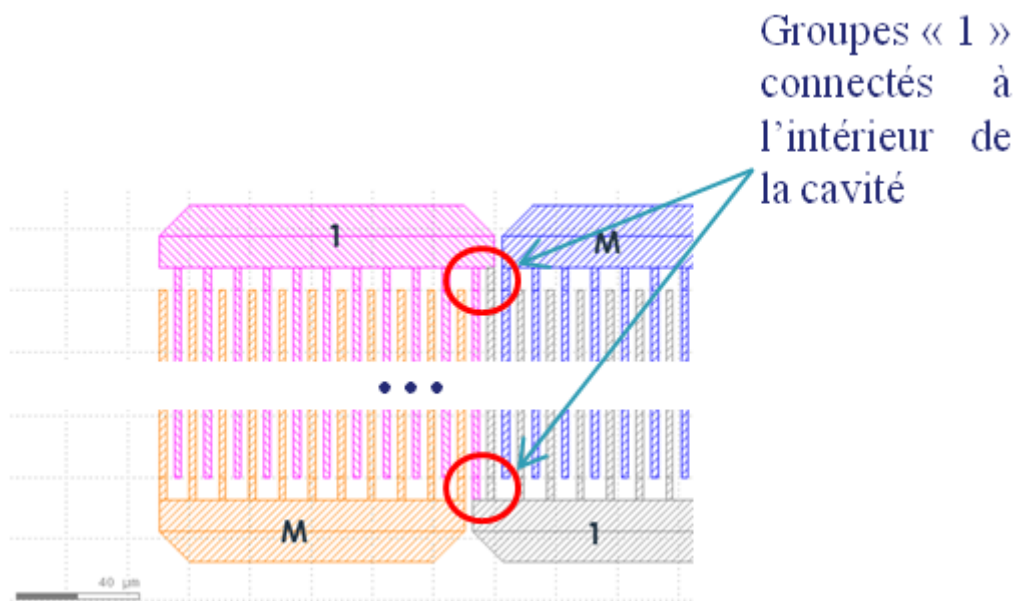


FIGURE 4.17 – Vue rapprochée de la connexion des groupes 1 du cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  à l'intérieur de la cavité.

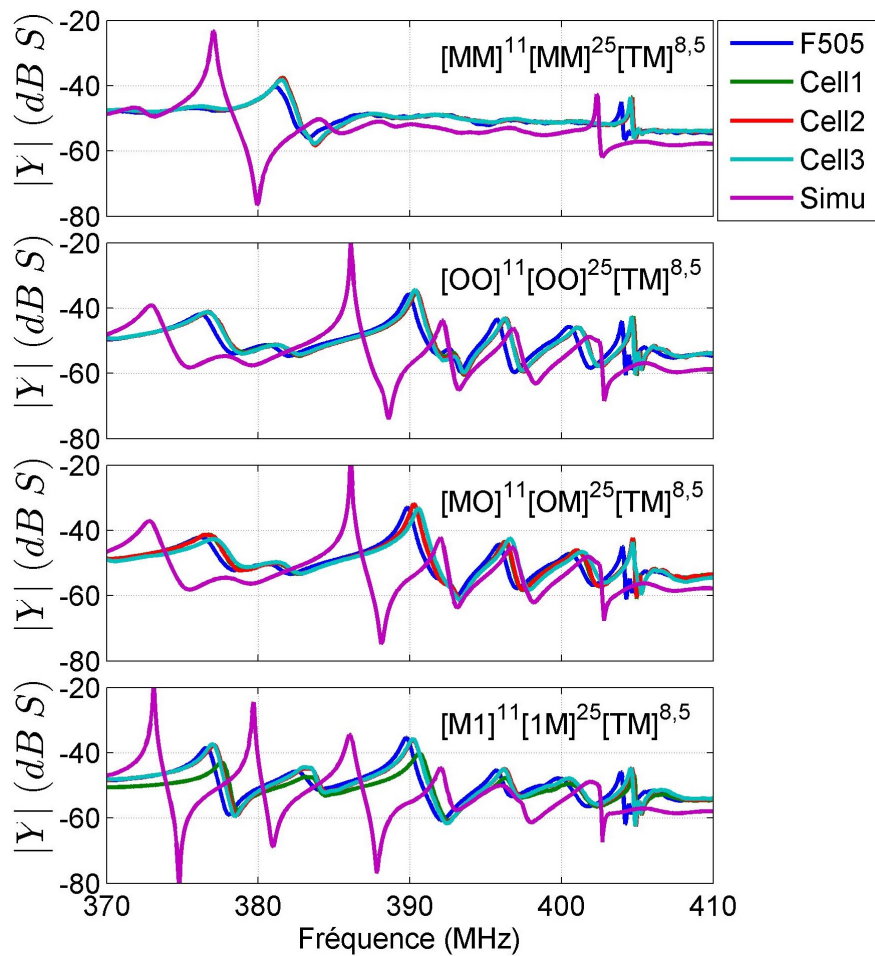


FIGURE 4.18 – Comparaison entre mesure et simulation des dispositifs *frozen* en division 22-50.



les 4 dispositifs frozen. De façon générale, on observe une atténuation de toutes les résonances prédites ainsi qu'un décalage du spectre d'environ 4 MHz. Ce décalage n'est néanmoins pas identique pour toutes les résonances, en particulier pour les résonances associées au mode SH qui sont plutôt décalées de 2 MHz. Ce décalage pourrait suggérer l'existence d'une faible erreur sur la valeur des paramètres matériaux utilisés pour l'or et le niobate de lithium dans les simulations. Une autre explication possible réside dans la non-prise en compte de la permittivité diélectrique du vide au-dessus du substrat dans le modèle. Celle-ci modifierait légèrement la permittivité effective au niveau de la surface, ce qui pourrait avoir un impact sur la vitesse des ondes. Toutes les résonances prévues sont toutefois présentes pour les 4 dispositifs fabriqués. Dans la suite on se contentera donc d'utiliser le modèle EF choisi, tout en gardant à l'esprit que les performances des dispositifs obtenus par simulation dans le reste du manuscrit seraient à réévaluer plus finement pour une application pratique.

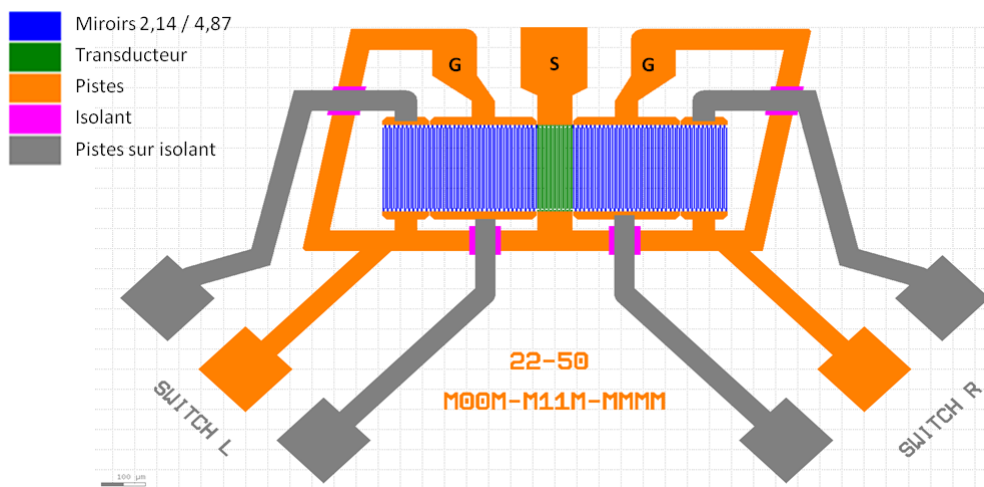


FIGURE 4.19 – Géométrie du résonateur *switch* fabriqué en division 22-50.

La Figure 4.19 présente le dispositif qui sera utilisé pour tester la commutation entre différents cas de connexion en division 22-50. Outre les accès pour la sonde coplanaire GSG correspondant au port électrique du résonateur, des accès supplémentaires sont ajoutés pour permettre la commutation de chaque miroir (notés SWITCH L et SWITCH R sur la figure). Pour changer l'état électrique des miroirs, des sondes coplanaires additionnelles sont posées sur les accès correspondant aux interrupteurs. Quand les pointes sont levées, l'état électrique des miroirs correspond au cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Si une pointe est posée sur chacun des accès SWITCH, l'état électrique correspond au cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ , les groupes d'électrodes étant connectés par l'intermédiaire des pointes G des sondes coplanaires supplémentaires. Finalement, un bouchon peut être ajouté pour court-circuiter les pointes G avec la pointe S et ainsi connecter tous les groupes d'électrodes à la masse, de façon à obtenir le cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Dans la suite on notera PL le cas où les pointes ne sont pas posées sur les accès pour la commutation, PP le cas où elles sont posées, et finalement PPCC le cas où les pointes sont posées avec le bouchon permettant de court-circuiter les pointes G et la pointe S.

La Figure 4.20 compare pour la cellule 1 du substrat F0506 la mesure des dispositifs *frozen* et celle obtenue sur le résonateur *switch* en plaçant les pointes de façon à générer un cas de connexion semblable. Des réponses similaires sont obtenues pour les cas *switch* PL ( $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ ) et *switch* PPCC ( $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ ). En revanche, la réponse du cas *switch* PP ( $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ ) diffère de façon plus importante du cas *frozen* correspondant. On observe le bon nombre de résonances, mais leur amplitude est réduite dans le cas *switch* PP. Dans l'Annexe A3, l'effet des parasites amenés par les ponts diélectriques est étudié par un modèle

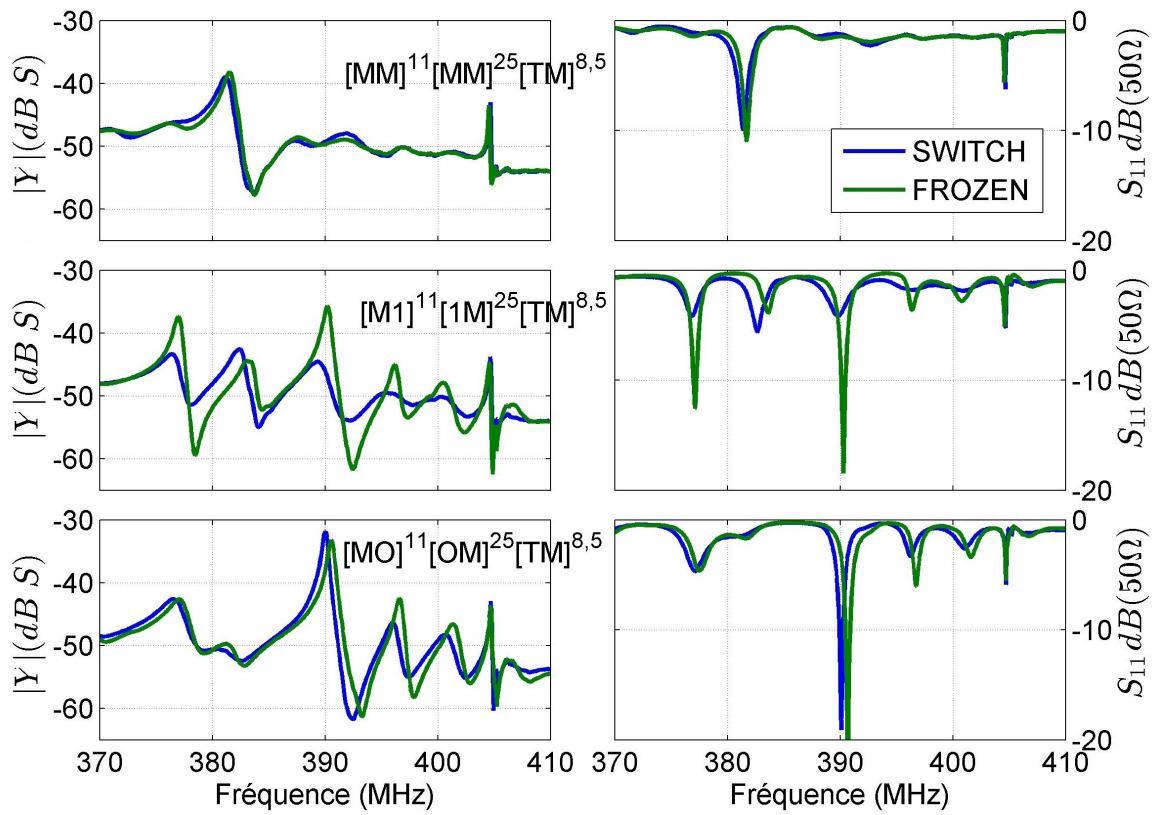


FIGURE 4.20 – Comparaison entre la réponse en module de l'admittance et paramètre  $S_{11}$  pour une impédance de port de  $50\Omega$  mesurée pour le dispositif *switch* et celle mesurée pour les résonateurs *frozen* correspondants, en division 22-50.

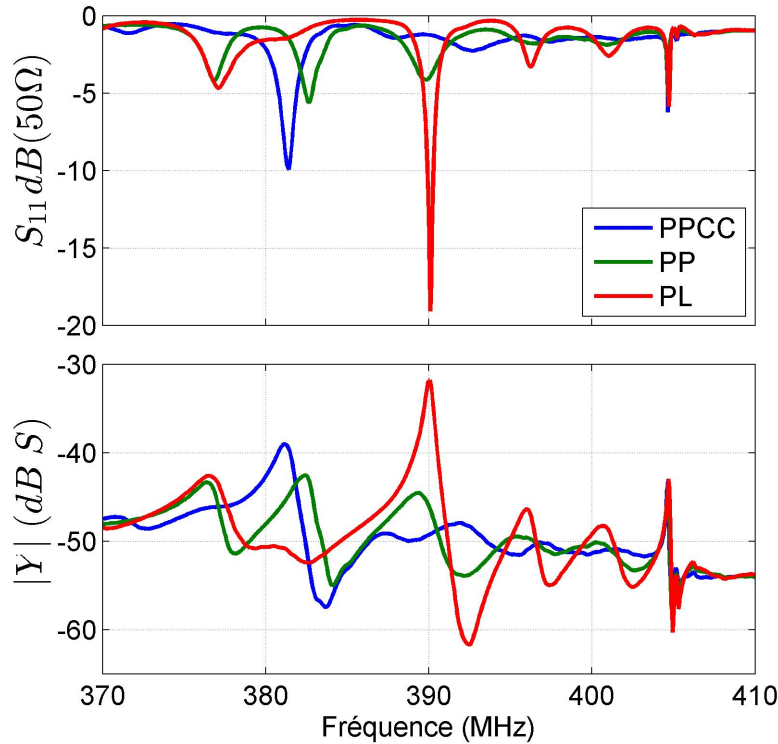


FIGURE 4.21 – Comparaison entre les mesures obtenues avec différents placements de pointes sur le composant en division 22-50 *switch*, démontrant expérimentalement l’agilité du dispositif.

circuit, et on remarque que la capacité amenée par les ponts réduit l’isolement entre les peignes en potentiel flottant et les lignes de masse. Ceci a effectivement pour conséquence d’atténuer les résonances et de les décaler de façon à avoir une évolution continue entre la réponse du résonateur pour le cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  quand les deux lignes sont bien séparées électriquement (capacité faible) et la réponse du cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  quand les deux lignes sont interconnectées (capacité élevée). La réponse mesurée pour le dispositif  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  *switch* semble effectivement être le résultat d’un effet capacitif non-négligeable entre le groupe en potentiel flottant et la ligne de masse. La résonance centrale (présente pour environ 383 MHz) étant d’amplitude plus élevée et décalée vers les fréquences plus basses par rapport au cas *frozen*, ainsi que les résonances basse (environ 378 MHz) et haute fréquences (environ 391 MHz) étant atténuées par rapport au cas *frozen*. Néanmoins, les amplitudes mesurées pour le cas *switch* PP sont encore moins élevées que celles du cas *frozen* avec des ponts (Annexe D, figure D.1). Cette analyse mérite des études plus approfondies et suggère un effet capacitif parasite plus important entre les groupes en potentiel flottant et la masse pour le cas *switch* PP.

La Figure 4.21 présente l’amplitude (en dB) du paramètre  $S_{11}$  et de l’admittance du résonateur fabriqué pour les trois différents cas de connexion (PL, PP et PPCC). Les trois cas de connexion présentent une réponse spectrale différente, certaines résonances apparaissant ou disparaissant en fonction de la condition électrique. Le cas PP ne présente pas de résonance principale marquée. Le cas PL (respectivement PPCC) a une résonance principale à 390,1 MHz (respectivement 381,1 MHz). Ce résultat montre qu’il est possible d’avoir plusieurs points de fonctionnement avec un seul résonateur. Le tableau 4.2 présente les caractéristiques des résonances des deux cas de connexion.  $f_c$  dénote la fréquence centrale de la résonance (moyenne entre les fréquences de résonance et antirésonance),  $\Delta f$  la différence entre les fréquences de résonance et d’antirésonance. Les deux dernières colonnes présentent le module de l’impédance à la résonance et à l’antirésonance. La résonance principale présente un coefficient de qualité plus élevé dans le cas PL. En revanche, le cas PPCC présente moins de résonances supplémentaires et d’ondulations de l’impédance dans le reste de la bande. Le décalage relatif par rapport à la fréquence centrale est de 2,3 %.

	$f_c$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)	$ Z_r $	$ Z_{ar} $
PPCC	382,4	2,6	89,43	747,308
PL	391,3	2,4	39,04	1220,4

TABLEAU 4.2 – Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-50 *switch*.

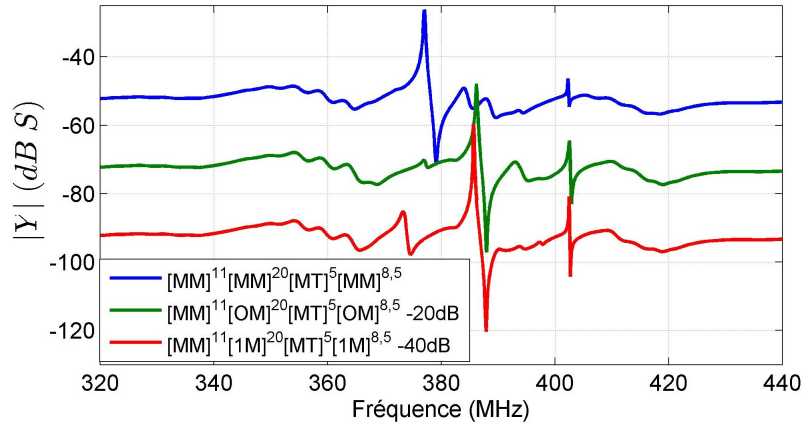


FIGURE 4.22 – Evolution fréquentielle simulée du module de l'admittance pour les différents cas de connexion choisis basés sur la division 22-40-10.

### 4.6.3 Composants basés sur la division 22-40-10

Le deuxième type de résonateur choisi est particulier, puisque ce n'est plus le port 1 mais le port 2 (en suivant la numérotation des peignes définie en figure 4.8) qui est utilisé comme port d'entrée. Ce port correspond à un des peignes de la paire à 10 électrodes (figure 4.3.b), et faisait donc précédemment partie du miroir de la cavité. Ce choix permet d'obtenir un résonateur commutable présentant des caractéristiques très intéressantes et une étude détaillée de son principe de fonctionnement sera donc présentée dans la suite, en plus des mesures.

#### 4.6.3.1 Géométrie, simulation et analyse du fonctionnement

Cette section présente l'étude d'un résonateur dont les miroirs (initiaux) présentent une division 22-40-10 (figure 4.3 b). Ce type de division permet de générer des cas où une seule résonance principale se décale, en fonction de la condition électrique des peignes. Pour ce résonateur, il convient de noter que le port 2 est utilisé comme port d'entrée, en lieu et place du port 1 (en suivant la numérotation de la figure 4.8). Trois cas sont dans un premier temps étudiés pour montrer qu'une commutation entre différentes réponses ne présentant qu'une résonance principale est possible :

- $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^{5}[OM]^{8,5}$
- $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^{5}[1M]^{8,5}$
- $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^{5}[MM]^{8,5}$

Ces trois cas diffèrent uniquement par les conditions appliquées sur les ports 7 et 1 (peigne de gauche du groupe de 40, et peigne central à 9 doigts, cf. figure 4.8). L'admittance du résonateur pour ces 3 cas est présentée à la figure 4.22, les courbes étant décalées artificiellement de 20 dB pour faciliter la lecture.

On peut remarquer que le port 2 peut être utilisé comme port d'entrée du résonateur en conservant la résonance en condition CC, cette résonance étant un peu atténuée par rapport au cas où le port 1 est utilisé. Dans le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^{5}[OM]^{8,5}$ , un spectre très propre est obtenu (si l'on excepte la résonance du mode SH) avec une résonance principale centrée sur 387,1 MHz. Pour mieux comprendre le principe de fonctionnement de ce résonateur, il convient d'analyser

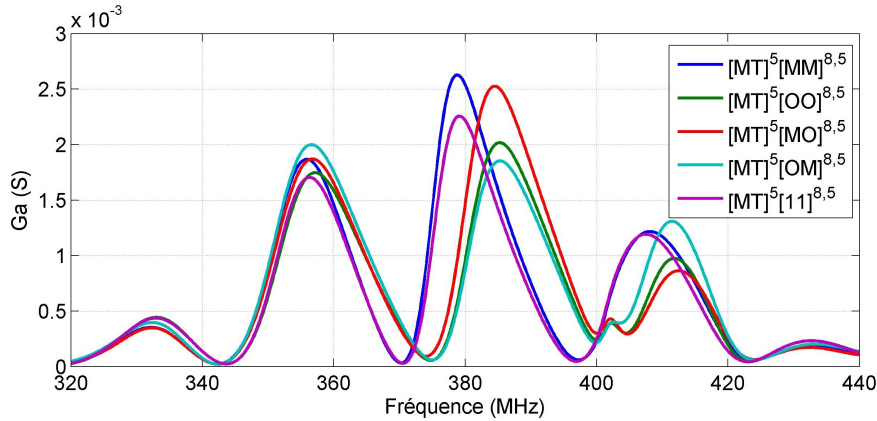


FIGURE 4.23 – Conductance de rayonnement du transducteur  $[MT]^5[15]^{8,5}$ , pour différentes conditions électriques des peignes 1 et 5.

séparément la phase de transmission du transducteur et la phase du coefficient de réflexion des miroirs. Le port 2 étant utilisé comme port d'entrée, la notion de transducteur est à reconsidérer pour ce composant. En effet, on peut ici définir le transducteur comme l'ensemble des ports 1, 2, 5 et 6 (c.f. figure 4.8). Ainsi, on a un transducteur divisé en deux moitiés, avec un coupleur (accordable) positionné entre ces deux moitiés. Le coefficient de transmission acoustique pour ce nouveau transducteur dépend alors de la condition électrique des peignes 1 et 5. Avec ce point de vue, on peut décrire simplement le principe de fonctionnement du résonateur complet en indiquant qu'il est constitué de miroirs accordables (par changement de la condition sur le peigne 7) et d'un transducteur accordable (par changement de la condition sur le peigne 1). La conductance de rayonnement du transducteur est présentée à la figure 4.23, pour différentes conditions électriques des peignes centraux. Pour rappel, ce type de calcul considère une absence totale de miroirs autour du transducteur précédemment défini. On remarque 3 lobes correspondants aux fréquences où le transducteur se couple efficacement aux ondes acoustiques de surface (les lobes supplémentaires sont probablement causés par la propagation des ondes entre les peignes de droite et de gauche). Ces lobes multiples ne constituent pas un problème car la gamme de fréquences de fonctionnement des miroirs pour les conditions CC et CO ne couvre que le lobe central. On obtient donc une seule résonance pour ce cas, pour les deux conditions électriques du miroir. Néanmoins, l'impact des lobes supplémentaires se traduit par une admittance moins plate pour les fréquences supérieures et inférieures à la résonance par rapport aux cas de connexions dans lesquels on utilise le transducteur centré. On peut comparer par exemple le cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  à la figure 4.14, avec la réponse du cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  (figure 4.22). Autour des fréquences centrales des lobes supplémentaires de la conductance de rayonnement du transducteur décentré (360 et 410 MHz), la réponse du cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  présente une évolution moins régulière que celle du cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

Les deux conditions électriques qui correspondent à une paire de peignes en condition CC sont  $[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MT]^5[11]^{8,5}$ . Dans ce cas, le maximum de la conductance de rayonnement est obtenu pour environ 379 MHz. Pour les trois autres conditions, correspondant à une paire de peignes en fonctionnement CO, le maximum du lobe est décalé entre 384,7 MHz et 385,5 MHz. Cet effet résulte d'un décalage de la fréquence de fonctionnement du transducteur. Dans le cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ , le nombre d'interrupteurs nécessaire pour commuter la réponse du résonateur est réduit : un seul interrupteur est nécessaire pour le groupe 1, au lieu d'un interrupteur par groupe en potentiel flottant dans le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ . De plus, sa réponse n'est que marginalement modifiée, avec l'apparition d'une résonance secondaire de très faible amplitude à 374 MHz et de légers changements entre la résonance principale et la résonance SH.

La figure 4.24 présente l'amplitude de l'admittance pour plusieurs variantes du cas

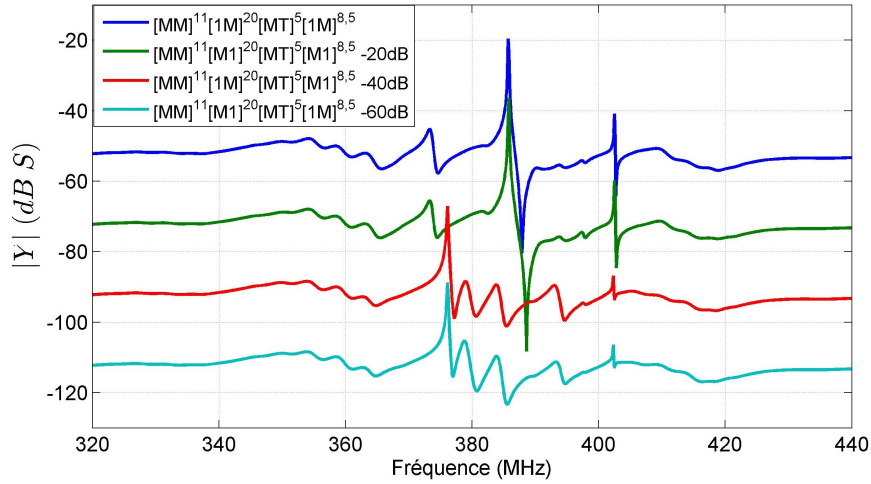


FIGURE 4.24 – Admittance des différents cas de connexion avec peignes interconnectés, pour la division 22-40-10.

$[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ , obtenues en changeant les peignes connectés dans les groupes de 40 et 17 électrodes. Pour les cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[M1]^{20}[MT]^5[M1]^{8,5}$  la résonance principale correspond à la résonance CO, comme souhaité initialement. Un résultat différent est observé pour les cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[M1]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[M1]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ .

Ces résultats montrent la nécessité d'analyser le fonctionnement du résonateur pour choisir les connexions du peigne d'excitation (qui permet de commuter le transducteur) et celles des miroirs (qui permettent de garder le fonctionnement CO) tout en réduisant le nombre d'interrupteurs. Utilisant toujours la numérotation des peignes définie à la figure 4.8, on note que les peignes 1 et 7 sont séparés physiquement du peigne 2 par un nombre impair de demi-longueurs d'onde, alors que les peignes 3 et 5 sont séparés du peigne 2 par un nombre pair de demi-longueurs d'onde. Autour de la fréquence de résonance, l'onde au niveau des doigts du peigne 7 est approximativement en phase avec l'onde au niveau des doigts du peigne 1. Dans cette gamme de fréquences, la densité de charges dans les deux peignes doit s'équilibrer et donc l'interaction entre les peignes est limitée, malgré leur connexion électrique. Dans les troisième et quatrième cas de connexion de la figure 4.24, la phase de l'onde au niveau des deux peignes en potentiel flottant serait opposée si les groupes notés 1 étaient dissociés. Par conséquent, le fonctionnement du résonateur est fortement modifié avec leur connexion. Cet effet peut être décrit par la matrice d'admittance. Comme la condition de potentiel flottant revient à imposer un courant nul, on compare le potentiel électrique dans les différents peignes pour étudier l'impact de leur interconnexion. Si on impose les conditions du cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ , une fois les peignes 3, 4, 5, 6 et 8 mis à la masse, la matrice se réduit à

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{17} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{27} \\ Y_{71} & Y_{72} & Y_{77} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_7 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_7 \end{bmatrix}. \quad (4.12)$$

Pour mettre les ports 1 et 7 en potentiel flottant, on impose  $I_1 = I_7 = 0$  ce qui donne

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_7 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Y_{21} & Y_{27} \\ Y_{71} & Y_{77} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Y_{22} \\ Y_{72} \end{bmatrix} V_2 \rightarrow \begin{bmatrix} V_1/V_2 \\ V_7/V_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Y_{21} & Y_{27} \\ Y_{71} & Y_{77} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} Y_{22} \\ Y_{72} \end{bmatrix}. \quad (4.13)$$

Alors on a accès à la grandeur  $V_7/V_1$  (potentiel du peigne flottant du miroir divisé par le potentiel du peigne flottant du coupleur central) qui dépend de la fréquence. Par une démarche similaire, on peut avoir accès à la grandeur  $V_7/V_5$  pour le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$  (même rapport mais avec des conditions inversées sur le coupleur central). Ces deux quantités sont représentées à la figure 4.25.



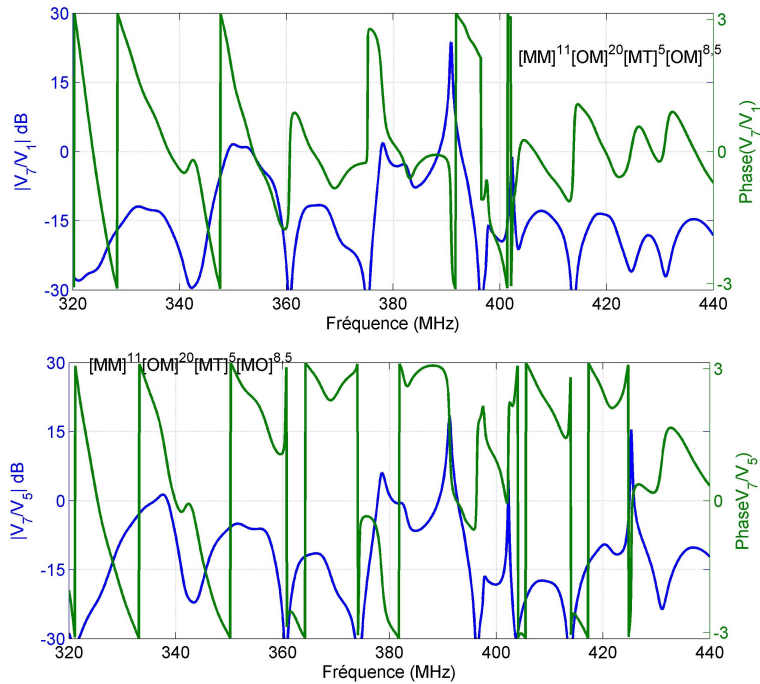


FIGURE 4.25 – Rapport entre le potentiel des peignes en potentiel flottant pour les cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ .

Quand les peignes flottants sont interconnectés, les conditions supplémentaires imposées sont  $V_7 = V_1$  et  $V_7 = V_5$ , ce qui revient à forcer la valeur des rapports  $V_7/V_1$  et  $V_7/V_5$  à 1 (0 dB et phase nulle). Ainsi, la figure 4.25 permet de prédire qualitativement l'impact d'une connexion des deux peignes flottants sur la réponse du composant. On note qu'entre 380 et 389,2 MHz l'amplitude n'est pas très éloignée de 0 dB (spécialement près de l'antirésonance pour une fréquence de 388,6 MHz) pour les deux cas étudiés avec un minimum d'environ -7 dB. En revanche, si la phase du rapport est bien proche de zéro dans cette gamme de fréquence pour  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ , ce n'est pas le cas pour le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ , où les potentiels sont en opposition de phase. Pour le premier cas de connexion, la condition est presque remplie dans la gamme de fréquence [380, 389,2] MHz et l'interconnexion modifie faiblement la réponse spectrale. Dans le deuxième cas, l'amplitude est proche de 1 mais la phase est proche de  $\pi$ . L'interconnexion modifie donc fortement la réponse.

#### 4.6.3.2 Fabrication

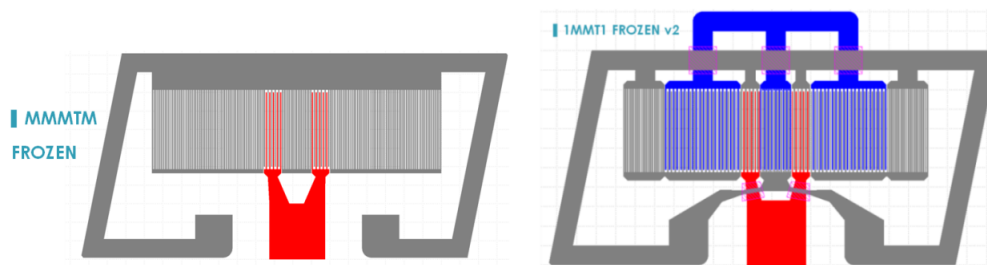


FIGURE 4.26 – Géométrie des résonateurs fabriqués pour les dispositifs à division 22-40-10 *frozen*.

La Figure 4.26 montre les deux dispositifs *frozen* utilisant un transducteur en deux parties choisis pour la fabrication :

- $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  (noté MMMTM sur la figure) et

—  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  (noté 1MMT1 V2 sur la figure).

La figure 4.27 présente la comparaison entre la simulation et les mesures des réponses des quatre dispositifs  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  fabriqués (3 cellules identiques sur le substrat F506 et une quatrième sur le F505). Comme pour les dispositifs précédents, on observe une atténuation plus importante des résonances sur la réponse mesurée, ainsi qu'un décalage d'environ 4 MHz.

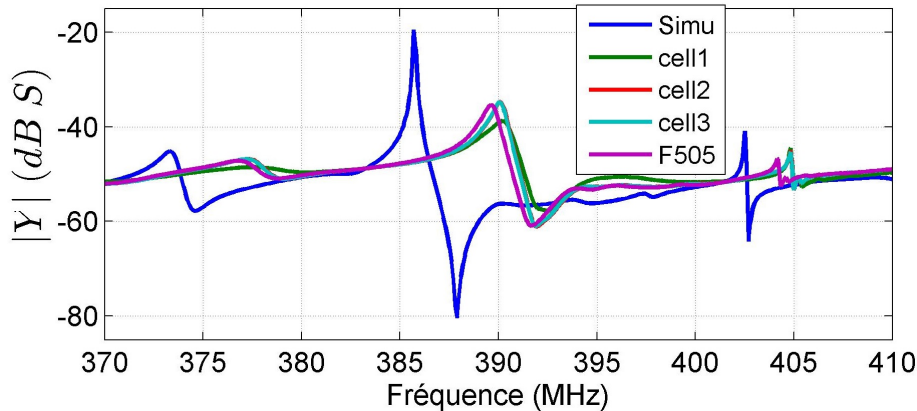


FIGURE 4.27 – Comparaison entre mesure et simulation du cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ .

La figure 4.28 présente un premier composant qui permet de passer de l'état  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  à l'état  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ , s'inspirant des dispositifs *frozen* présentés à la figure 4.26. On appelle cette configuration *switch 1*. Avec les pointes levées, ce dispositif correspond au cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ . Quand les pointes sont posées, les groupes en potentiel flottant sont connectés aux lignes de masse par les pointes G de la sonde et on obtient le cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ . La figure 4.29 présente la comparaison entre les réponses des deux dispositifs *frozen* d'une part et du dispositif *switch 1* avec les deux positions possibles pour les pointes d'autre part, et la figure 4.30 présente la réponse du résonateur *switch 1* pour les deux conditions électriques.

On peut voir que les deux cas de connexion présentent une seule résonance en dehors de la résonance SH (comme prédit avec le modèle EF), ce qui constitue un avantage par rapport à la structure *switch* précédente (division 22-50). Cette structure permet également de valider l'agilité du résonateur. Le seul problème est le faible coefficient de qualité de la résonance pour le cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ , qui était déjà prédit par les simulations. Le tableau 4.3 présente les caractéristiques des résonances pour les deux cas de connexion.

L'agilité relative en fréquence par rapport à la fréquence centrale est de 2,25%. Il convient de noter que la résonance CC du cas PP est plus faible que pour tous les autres cas de réso-

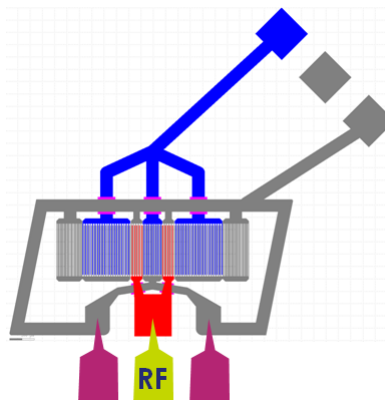


FIGURE 4.28 – Schéma du dispositif commutable en division 22-40-10 *switch 1*.



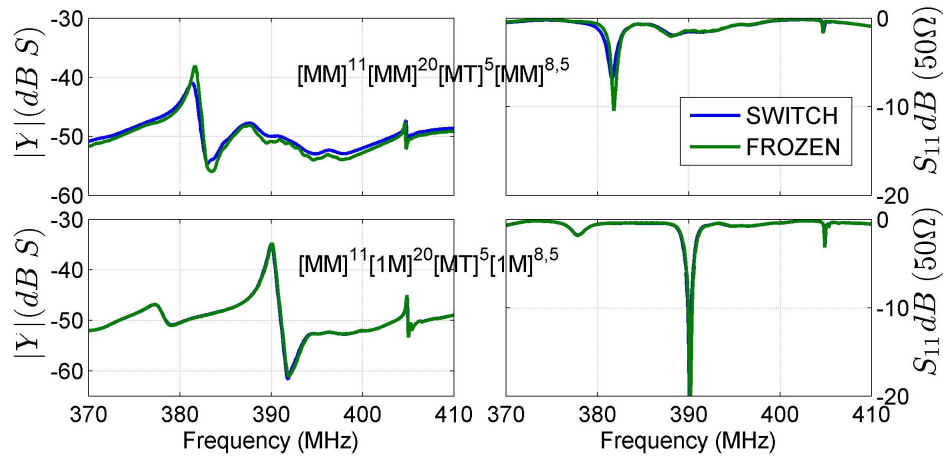


FIGURE 4.29 – Comparaison entre les mesures (modules du paramètre  $S$  et de l’admittance) des deux composants *frozen* en division 22-40-10 et celles du composant *switch 1* pour les deux états électriques correspondants.

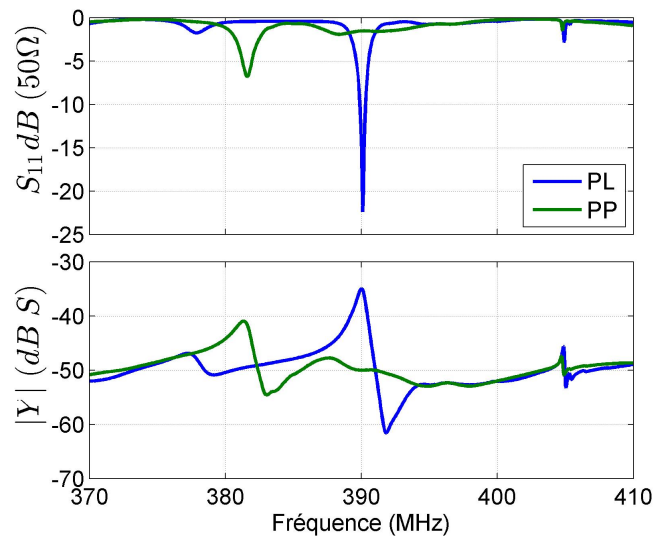


FIGURE 4.30 – Comparaison entre les mesures (modules du paramètre  $S$  et de l’admittance) obtenues pour le résonateur en division 22-40-10 *switch 1* pour les deux positions de pointes prévues (PL : levées, PP : posées).

	$f_c$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)	$ Z_r $	$ Z_{ar} $
PP	382,25	1,7	112,20	537,03
PL	390,95	1,9	56,10	1206,4

TABEAU 4.3 – Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-40-10 *switch 1*.

nance CC de ce manuscrit. La figure 4.31 présente un second résonateur accordable en division 22-40-10, noté *switch 2*. Il permet de passer du cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ , au cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[M1]^{8,5}$  et au cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ . En plus des trois *pads* principaux pour l’entrée RF et la masse en bas de la figure, un deuxième jeu de *pads* est présent en haut à droite et permet de générer les trois cas de connexion grâce aux deux positions de pointes précédemment définies (PL : levées, ou PP : posées) et l’utilisation d’un bouchon CC (condition PPCC). L’accès supérieur est connecté au peigne 7 (un des deux peignes à 20 électrodes, cf. figure 4.8), l’accès central à la ligne de masse et l’accès inférieur au peigne 5 (peigne opposé à celui qui était originellement l’entrée RF, au centre du résonateur). Le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$  est obtenu avec les pointes levées. Le cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[M1]^{8,5}$  avec les pointes posées pour interconnecter les peignes 7 et 5. Enfin, l’ajout du bouchon CC permet de connecter ensemble les 3

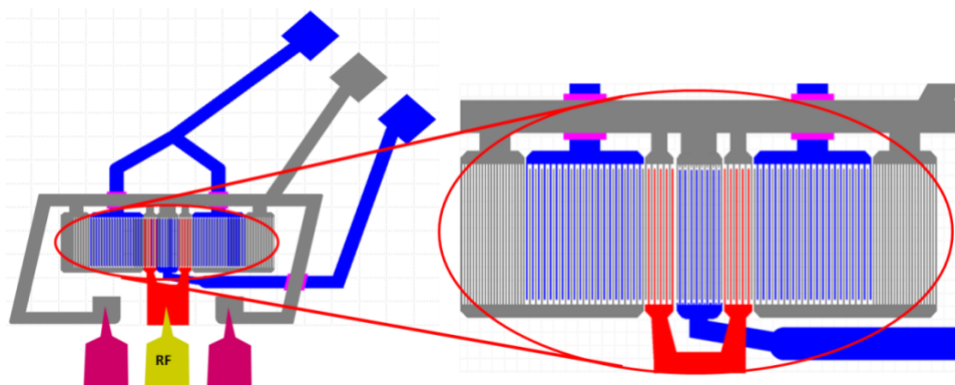


FIGURE 4.31 – Schémas du dispositif commutable en division 22-40-10 *switch 2*.

accès pour obtenir le cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ .

La figure 4.32 présente la réponse du résonateur en division 22-40-10 *switch 2* pour les 3

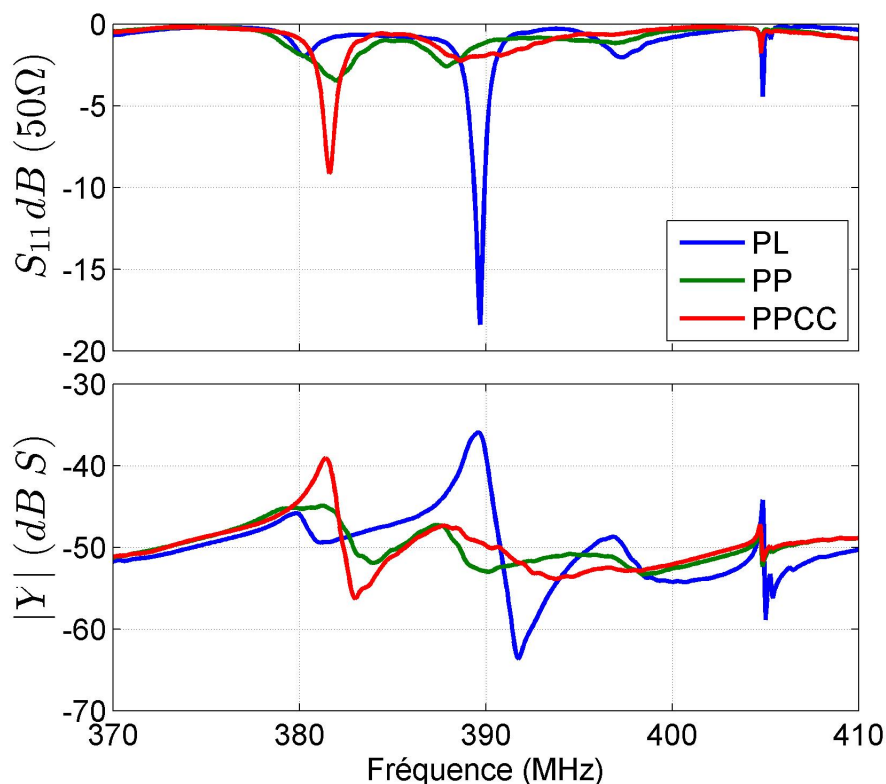


FIGURE 4.32 – Comparaison entre les mesures obtenues avec différents placements de pointes sur le composant *switch 2* en division 22-40-10, démontrant expérimentalement l'agilité du dispositif.

conditions électriques. La résonance CC est observée en condition PPCC et la réponse du cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[M1]^{8,5}$  est obtenue en l'absence du bouchon CC. La résonance CO n'est pas présente et les variations de l'admittance restent atténuées. Par rapport à la simulation, la résonance proche de 378 MHz est complètement atténuée. Quand les pointes sont levées, on retrouve la réponse du cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . Le tableau 4.4 résume les caractéristiques des résonances principales pour les conditions PL et PPCC uniquement, le cas PP ne présentant pas de bonnes performances. L'agilité relative en fréquence est de 2,21%.

	$f_c$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)	$ Z_r $	$ Z_{ar} $
PPCC	382,15	1,5	89,3305	613,0558
PL	390,7	2,2	60,9537	1445,4

TABLEAU 4.4 – Caractéristiques des résonances mesurées pour le dispositif en division 22-40-10 *switch 2*.

## 4.7 Conclusion et perspectives

L'utilisation de peignes interdigités d'électrodes comme miroirs pour concevoir des résonateurs SAW commutables permet d'obtenir une réponse spectrale agile du résonateur avec un nombre limité d'interrupteurs. Les travaux réalisés montrent que, tant que les potentiels des peignes formant une paire sont différents, la bande interdite est celle d'un miroir en potentiel flottant alors que si les potentiels sont identiques, la bande interdite est celle d'un miroir en condition CC.

Des structures utilisant ce type de miroirs ont été conçues et fabriquées, afin d'étudier expérimentalement des résonateurs SAW dont la fréquence de résonance peut être modifiée par un changement de la condition électrique appliquée aux peignes. La méthode choisie pour étudier ces résonateurs à peignes interdigités repose sur la matrice d'admittance qui relie les différents ports. Celle-ci permet d'avoir aisément accès à la réponse du résonateur pour un nombre très élevé de cas de connexion. Plusieurs résonateurs ont été fabriqués pour valider la méthode utilisée par des résultats expérimentaux. En comparant la simulation aux mesures, la nécessité d'un ajustement du modèle est nécessaire pour corriger un décalage du spectre d'environ 4 MHz entre simulation et mesure ainsi que pour considérer l'atténuation des résonances dans le calcul. Néanmoins, il a pu être établi que le modèle EF permettait de retrouver de façon fiable les grandes lignes du fonctionnement des résonateurs. Trois résonateurs agiles ont été conçus, fabriqués et utilisés pour réaliser une démonstration expérimentale de l'agilité des résonateurs par modification de la condition électrique des peignes. Le premier (division 22-50 des miroirs) dénommé *switch* présente un transducteur centré et un peigne de chaque miroir du résonateur est commuté pour avoir une modification de la fréquence de résonance. Cette structure a l'inconvénient d'avoir une réponse spectrale qui présente des résonances supplémentaires indésirables en dehors de la résonance principale.

Les autres deux résonateurs (*switch 1* et *switch 2* avec une division 22-40-10 des miroirs) permettent d'obtenir une réponse spectrale avec un nombre minimum de résonances supplémentaires pour les deux états électriques et reposent sur le même principe de fonctionnement. Similairement au résonateur *switch*, un peigne est commuté sur chaque miroir pour modifier leur fréquence de fonctionnement, mais le transducteur est divisé en deux moitiés qui sont séparées par une paire de peignes qui agissent comme des coupleurs et dont l'état électrique est commuté de façon à modifier la fréquence de fonctionnement du transducteur. C'est la modification simultanée du point de fonctionnement du transducteur et du miroir qui permet de décaler la fréquence de résonance du résonateur tout en conservant des performances correctes.

Ces trois structures présentent toutes un saut de la fréquence de résonance principale d'environ 2,3% par rapport à la fréquence centrale. Malheureusement dans tous les cas la résonance basse fréquence présente un coefficient de qualité inférieur à celui de la résonance haute fréquence. Il serait intéressant de modifier la géométrie du résonateur de façon à améliorer tout d'abord la qualité de la résonance basse fréquence et ensuite la résonance haute fréquence tout en gardant le bon fonctionnement du résonateur. Une étude plus approfondie devrait également être menée sur le transducteur commutable qui a été utilisé pour les résonateurs agiles. Par ailleurs la réponse des résonateurs à transducteur décentré présente une caractéristique inattendue : La résonance du résonateur  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  est de meilleure qualité que celle du résonateur  $[MM]^{36}[TM]^{8,5}$ . Ce résultat est remarquable car les miroirs du résonateur avec miroirs tout CC sont plus longs que ceux du résonateur à transducteur décentré. Pour le résonateur original, la résonance est présente à l'intérieur de la bande CC et les miroirs sont composés de 72 électrodes en court-circuit. Pour le résonateur avec transducteur décentré, la résonance est présente dans la bande interdite CO. Le miroir pour ce cas est composé de 22 électrodes en condition CC et

d'une paire de peignes totalisant 40 électrodes (1 peigne en CO en face d'un peigne CC). La cavité qui rend possible la résonance dans la bande interdite CO est donc formée seulement par la deuxième section de miroir. Cette structure permet donc d'avoir des résonateurs plus courts avec une qualité améliorée. En comparant la réponse du résonateur  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  à celle du  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ , il semble que l'interconnexion du peigne utilisé pour commuter le transducteur et celui du miroir améliore aussi la performance, quoique de façon plus marginale. Ce résultat démontre l'intérêt d'une étude plus approfondie du principe de fonctionnement et de la conception de ce type de résonateur.

Une autre perspective de ce travail consisterait à associer la méthode de calcul des cas de connexion par la matrice d'admittance à des algorithmes de tri automatique pour classer et étudier les différentes combinaisons de façon automatique. En effet, une fois la matrice calculée, la rapidité de calcul d'un cas de connexion permet d'envisager l'utilisation de telles méthodes.



## Chapitre 5

# Conception de filtres en échelle à partir de résonateurs agiles

### Sommaire

---

5.1 Représentation matricielle des filtres en échelle . . . . .	128
5.2 Étude des différentes cellules . . . . .	128
5.3 Conception de filtres agiles à partir des résonateurs étudiés . . . . .	130
5.4 Fabrication et caractérisation de filtres en échelle figés . . . . .	138
5.5 Réduction du nombre d'interrupteurs du filtre en échelle . . . . .	148
5.6 Conclusion et perspectives . . . . .	152

---

Le chapitre précédent a mis en évidence des configurations de connexion permettant de changer la fréquence de résonance d'un résonateur simple port en modifiant la condition électrique de groupes d'électrodes qui constituent la cavité. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer les performances accessibles lorsque ces résonateurs accordables sont rassemblés dans des circuits de filtrage de topologies classiques. On s'intéressera plus particulièrement au cas des filtres en échelle. Dans une première partie, les briques principales des filtres en échelle sont décrites. La deuxième partie aborde la sélection des résonateurs pour les différents types de cellules ainsi que l'association des différentes cellules permettant de modifier la réponse du filtre. Dans la troisième partie du chapitre, des exemples de filtres en échelle agiles utilisant les résonateurs étudiés au chapitre 4 sont analysés. Une quatrième section est consacrée à la fabrication et à la caractérisation de filtres figés (sans possibilité de commutation) pour montrer expérimentalement la faisabilité de la conception de filtres en échelle à base de résonateurs agiles. Finalement, des solutions pour réduire le nombre d'interrupteurs nécessaires pour commuter des filtres en échelle sont présentées.

## 5.1 Représentation matricielle des filtres en échelle

Comme discuté dans le chapitre 1 section 1.2.4, il est nécessaire pour un filtre en échelle de disposer les résonateurs de façon à éviter un couplage acoustique entre les résonateurs, ou bien de le prendre en compte dans l'étape de conception du filtre. Dans ce chapitre, on fera l'hypothèse qu'il est possible de disposer les résonateurs sur le substrat de façon à éviter ce couplage à l'aide par exemple, de la disposition de la figure 5.1 a). Avec cette hypothèse d'absence totale de couplage acoustique, le filtre peut être étudié grâce à un schéma électrique équivalent tel que celui présenté en figure 5.1 b). Ainsi, la réponse de l'association de résonateurs revient à faire la multiplication de la matrice chaîne de chaque élément individuel (section 1.1.4).

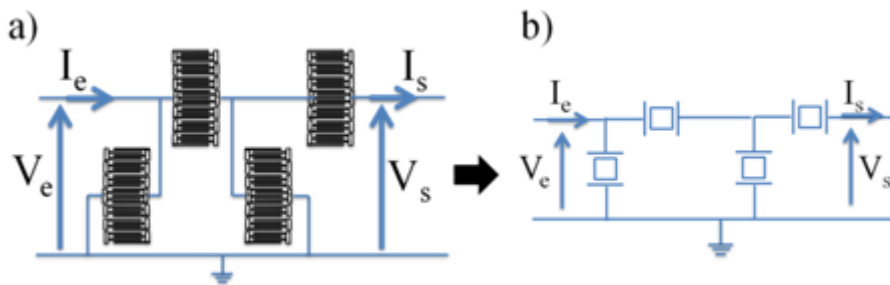


FIGURE 5.1 – a) Exemple de mise en cascade de résonateurs permettant d'éviter le couplage acoustique longitudinal entre les résonateurs et schéma circuit équivalent b).

## 5.2 Étude des différentes cellules

### 5.2.1 Accord des impédances du dispositif et de la ligne

#### 5.2.1.1 Généralités

Pour analyser la réponse de ces différentes cellules, il est nécessaire d'examiner le fonctionnement d'un filtre dans une chaîne RF. Pour les fréquences de travail des systèmes de télécommunication, les circuits sont modélisés avec la théorie des lignes de transmission en considérant les ondes EM en entrée du dispositif SAW. Pour obtenir une bonne transmission entre chaque section du circuit RF et le dispositif qui y est connecté (par exemple une antenne, un oscillateur, un mélangeur, un filtre, etc.), il est nécessaire d'accorder les impédances du dispositif et de la ligne au niveau de la connexion. Si l'impédance du dispositif est différente de celle de la ligne, une partie de la puissance est plus ou moins réfléchi à l'entrée du dispositif en fonction de la différence entre les deux impédances. Un filtre peut être vu comme un dispositif dont l'impédance est désadaptée de celle de la ligne pour tout le spectre de fréquences, à l'exception d'une gamme de fréquences bien précise : la bande passante. Dans la bande passante, le filtre est bien adapté à la ligne et il y a transmission des signaux entre l'entrée et la sortie. Pour le reste des fréquences, à cause de la forte désadaptation, le filtre agit comme un tampon qui bloque le signal par réflexion de l'énergie. Quand on veut évaluer la performance de la cellule, il est nécessaire d'utiliser l'expression 1.10 pour calculer le paramètre  $S_{21}$ . Pour réaliser ce calcul, il faut d'abord expliciter les impédances de ligne en entrée et sortie de la cellule  $Z_{01}$  et  $Z_{02}$ . Dans les systèmes RF, il est courant d'adapter tous les éléments et lignes à  $50 \Omega$  et donc de faire le calcul avec cette valeur. Il est néanmoins possible de considérer l'association des résonateurs permettant de former une bande passante avec une impédance différente de  $50 \Omega$ . Dans ce cas, il serait réducteur de se limiter à la mauvaise performance de la cellule causée par la désadaptation sans analyser son fonctionnement dans des conditions optimales (i.e. une impédance de ligne différente de  $50 \Omega$ ). En effet, le courant dans le transducteur étant à peu près proportionnel à l'ouverture acoustique si on néglige l'impact des

effets transverses, une modification a posteriori de l'ouverture acoustique peut permettre d'adapter l'impédance à  $50 \Omega$  dans la bande passante sans modifier la structure du filtre.

### 5.2.1.2 Cellule en L

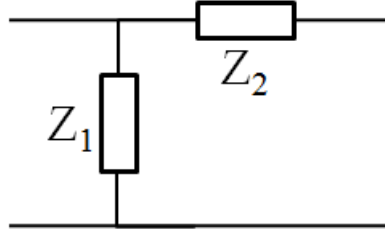


FIGURE 5.2 – Schéma d'une cellule en L, on note  $Z_1$  le résonateur parallèle et  $Z_2$  le résonateur série.

On considère dans un premier temps une cellule en L (figure 5.2), la cellule la plus simple pour la conception de filtres en échelle. Sa matrice chaîne est

$$[ABCD]_L = \begin{bmatrix} 1 & Z_2 \\ \frac{1}{Z_1} & 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

En supposant que l'impédance de la ligne dans les deux ports de la cellule est identique et réelle ( $Z_{01} = Z_{02} = Z_0$ ;  $Im(Z_0) = 0$ ), et par ailleurs que la longueur des lignes qui relient les deux résonateurs sont négligeables, et en utilisant les expressions 1.10 pour transformer la matrice 5.1 en matrice S, le paramètre  $S_{21}$  devient :

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \frac{1}{Z_1}(Z_2 + Z_0) + \frac{Z_2}{Z_0}} = \frac{1}{1 + \frac{g(f, Z_0)}{2}} \quad (5.2)$$

$$g(f, Z_0) = \frac{1}{Z_1}(Z_2 + Z_0) + \frac{Z_2}{Z_0}.$$

L'impédance  $Z_1$  est la réponse du résonateur parallèle,  $Z_2$  celle du résonateur série, et  $Z_0$  l'impédance de la ligne. Si on souhaite maximiser le paramètre  $S_{21}$  au centre de la bande passante pour réduire les pertes d'insertion, il faut minimiser la fonction  $g$  par rapport à l'impédance de la ligne

$$\frac{\partial g}{\partial Z_0}(f, Z_0) = \frac{1}{Z_1} - \frac{Z_2}{Z_0^2}; \quad \frac{\partial^2 g}{\partial Z_0^2}(f, Z_0) = 2 \frac{Z_2}{Z_0^3} > 0. \quad (5.3)$$

La dérivée seconde de la fonction  $g$  est strictement positive et par conséquent, pour une fréquence donnée, il existe une impédance optimale pour laquelle  $g$  est minimisée et la transmission est maximale :

$$\frac{\partial g}{\partial Z_0} = 0 \rightarrow Z_0 = \sqrt{Z_2 Z_1}. \quad (5.4)$$

Dès lors, il apparaît que pour avoir une bande passante plate, il faut avoir un produit des impédances constant et réel dans la gamme d'intérêt. On pourra ainsi identifier les possibles bandes passantes de la cellule en repérant les gammes de fréquences où les phases de  $Z_1$  et  $Z_2$  sont opposées. Dans chacune de ces bandes, les meilleures performances en termes de transmission seront obtenues avec des impédances de ports égales à  $\sqrt{Z_1 Z_2}$ . De plus, si l'impédance de la ligne  $Z_{0L}$  au niveau des ports est l'impédance optimale  $Z_0$  (équation 5.4), alors on en déduit que  $g(f, Z_{0L}) = Z_2/Z_1 + 2 * \sqrt{Z_2/Z_1}$  et  $S_{21L}(f, Z_{0L}) = 2/(2 + Z_2/Z_1 + 2 * \sqrt{Z_2/Z_1})$ . Ainsi, les pertes d'insertion dans la bande dépendent dans ce cas directement du rapport d'impédances  $Z_2/Z_1$  (grandeur très faible si le résonateur parallèle 1 est à son antirésonance et le résonateur série 2 à sa résonance).



### 5.2.1.3 Autres Cellules

Dans le cas des cellules Pi et T (Fig. 1.21), il est possible de définir la fonction  $g$  à partir d'un calcul similaire et de retrouver les expressions des impédances de port optimales :

$$Z_0^{Pi} = \sqrt{\frac{Z_2 Z_1}{2 + \frac{Z_2}{Z_1}}} \rightarrow S_{21}^{Pi}(f, Z_0^{Pi}(f)) = \frac{1}{1 + \frac{Z_2}{Z_1} + \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1} \left(2 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)}}. \quad (5.5)$$

$$Z_0^T = \sqrt{Z_2 Z_1 \left(2 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)} \rightarrow S_{21}^T(f, Z_0^T(f)) = \frac{1}{1 + \frac{Z_2}{Z_1} + \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1} \left(2 + \frac{Z_2}{Z_1}\right)}}. \quad (5.6)$$

Si l'on fait l'hypothèse que le rapport  $Z_2/Z_1$  est très petit à la fréquence de résonance, ces équations indiquent que pour les cellules Pi et T, les impédances optimales sont respectivement divisée et multipliée par un facteur de  $\sqrt{2}$ , vis à vis de la cellule en L. Comme pour cette dernière, les pertes d'insertion minimales atteignables dépendent directement des impédances série et parallèle dans la bande. Enfin, la matrice chaîne d'une cellule en pont (Fig. 1.22) est [53] :

$$[ABCD] = \begin{bmatrix} \frac{Z_1+Z_2}{Z_1-Z_2} & \frac{2Z_1Z_2}{Z_1-Z_2} \\ \frac{1}{Z_1-Z_2} & \frac{Z_1+Z_2}{Z_1-Z_2} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

et donc le paramètre  $S_{21}$  est

$$S_{21} = \frac{2}{\frac{Z_1+Z_2}{Z_1-Z_2} + \frac{1}{Z_0} \frac{2Z_1Z_2}{Z_1-Z_2} + \frac{Z_0}{Z_1-Z_2} + \frac{Z_1+Z_2}{Z_1-Z_2}} = \frac{Z_1 - Z_2}{(Z_1 + Z_2) + \frac{Z_1Z_2}{Z_0} + \frac{Z_0}{2}} = \frac{(Z_1 - Z_2)}{(Z_1 + Z_2) + g(f, Z_0)} \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial g}{\partial Z_0}(f, Z_0) = \frac{1}{2} - \frac{Z_p Z_s}{Z_0^2} = 0 \rightarrow Z_0 = \sqrt{2Z_1Z_2} = Z_0^x.$$

Si l'on fait encore une fois l'hypothèse que le rapport  $Z_2/Z_1$  est très faible à la résonance, on obtient pour la transmission

$$Z_2 \ll Z_1 \rightarrow S_{21}^x(f, Z_0^x(f)) = \frac{(Z_1 - Z_2)}{(Z_1 + Z_2) + g(f, Z_0^x(f))} \approx \frac{Z_1}{Z_1 + \sqrt{2Z_1Z_2}} = \frac{1}{1 + \sqrt{2} \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1}}}. \quad (5.9)$$

Ainsi, tant que l'impédance à l'antirésonance est grande par rapport à l'impédance à la résonance, la maximisation du paramètre  $S_{21}$  revient encore une fois à optimiser le produit (pour l'impédance optimale) et le rapport (pour la valeur minimale des pertes d'insertion) des impédances des branches série et parallèle. Dans la suite, ces expressions sont utilisées pour étudier et évaluer la performance des résonateurs développés pour la conception de filtres agiles.

## 5.3 Conception de filtres agiles à partir des résonateurs étudiés

### 5.3.1 Procédure générale

Dans cette partie, on fait l'hypothèse qu'il est possible de faire une homothétie sur tous les paramètres géométriques du résonateur (notamment les périodes des électrodes) pour décaler la réponse du résonateur en fréquence. Dès lors, les expressions 5.4, 5.5, 5.6 et 5.8 peuvent être utilisées pour optimiser les cellules. Le résonateur série de la cellule en L est une version modifiée par homothétie du résonateur parallèle. L'homothétie est réalisée en multipliant le vecteur de fréquences par le rapport entre la période originale  $p$  et la période modifiée  $p'$  de manière à décaler la fréquence de résonance de la façon souhaitée.

$$f \rightarrow \frac{p}{p'} f_H; Z(f) \rightarrow Z_H\left(\frac{p}{p'} f\right). \quad (5.10)$$

L'impédance et la fréquence après l'homothétie sont notées  $f_H, Z_H$ . En pratique,  $Z_H$  est connu pour toutes les fréquences  $f_H$  alors que l'impédance du résonateur n'est connue que pour les fréquences  $f$  du dispositif original. Une simple interpolation linéaire est réalisée pour retrouver les valeurs de  $Z$  pour les fréquences  $f_H$ . Cette démarche d'homothétie est difficile à réaliser expérimentalement. Pour reproduire le résultat, il est nécessaire de modifier non seulement la longueur de l'électrode mais aussi l'épaisseur avec le même rapport. Comme le procédé de déposition est réalisé au même temps dans tout le substrat (pour tous les dispositifs fabriqués), les dispositifs ont tous la même épaisseur par défaut. Il serait nécessaire de rajouter des étapes au procédé de fabrication permettant soit d'émincir soit d'épaissir des épaisseurs des électrodes. Pour garder le procédé de fabrication utilisé, on décidera de ne faire l'homothétie que sur la période des électrodes ( $p$ ) et leur longueur ( $a$ ) et donc le rapport  $h/\lambda$  sera modifié. Cette homothétie partielle ne produira pas un décalage parfait de la réponse des résonateurs, mais entraînera une modification de la réponse du résonateur. Il est possible de faire des simulations avec le nouveau rapport  $h/\lambda$  qui résulte de la modification de la périodicité des miroirs mais on préfère éviter cette démarche qui serait coûteuse en terme de temps de calcul. On verra dans les sections suivantes que les rapports d'homothétie utilisés causent des modifications très faibles de la taille des électrodes (largeur et épaisseur) et donc que la modification de la réponse est aussi très marginale, à l'exception du décalage en fréquence.

### 5.3.2 Filtre utilisant le résonateur 22-50 Switch

Les cellules en L considérées sont constituées de résonateurs agiles étudiés précédemment et utilisant les cas de connexion identifiés au chapitre 4. La figure 5.3 montre l'impédance, avant et après homothétie, des cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , qui correspondent aux dispositifs 22-50 Switch. Un rapport  $p/p' = 1,0068$  est utilisé. La différence entre la fréquence de résonance et d'antirésonance étant similaire pour les deux cas de connexion, l'homothétie permet de faire coïncider approximativement la fréquence de résonance du résonateur original avec la fréquence d'antirésonance du résonateur calculée par homothétie dans les deux cas de connexion à la fois.

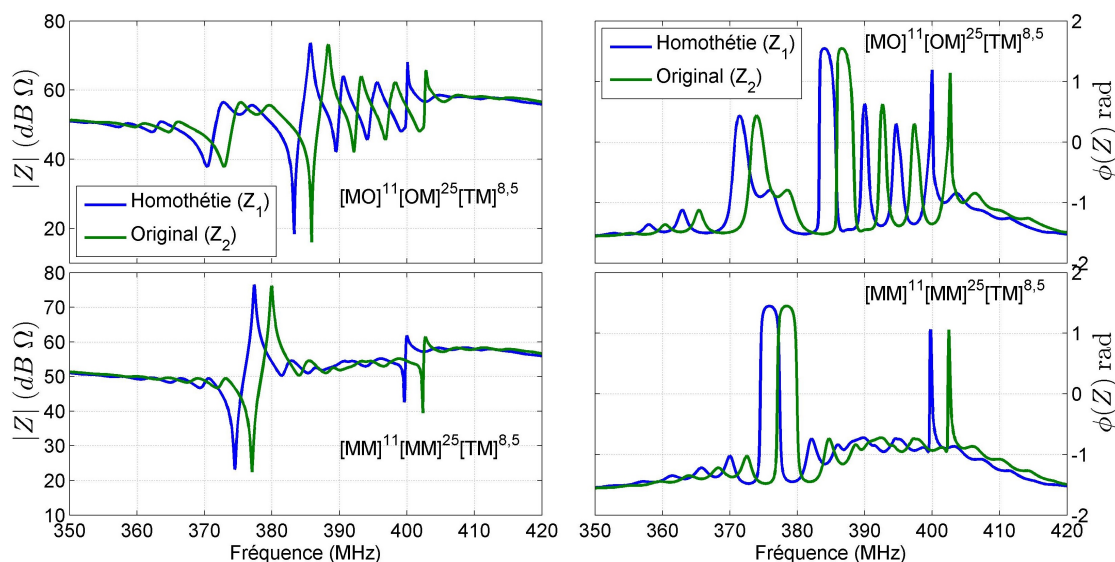


FIGURE 5.3 – Impédances simulées avant et après homothétie des cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

La figure 5.4 présente le produit des impédances avant ( $Z_2$ , résonateur série) et après ( $Z_1$ , résonateur parallèle) homothétie. Pour le cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ , la phase de ce produit est à peu près nulle pour la gamme de fréquence  $[375,3, 379,1]$  MHz. Similairement

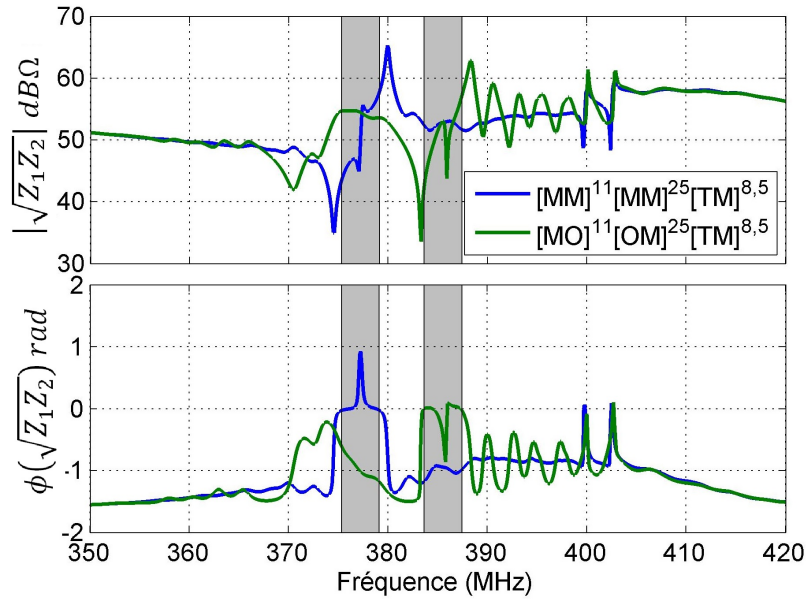


FIGURE 5.4 – Produit des impédances avant et après homothétie des cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Les bandes dans lesquelles la phase du produit s’annule sont repérées en gris.

pour le cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  elle est minimale dans la gamme  $[383,6, 387,4]$  MHz. Les bandes passantes sont donc attendues dans ces gammes de fréquence. Plus précisément, elles sont constituées de deux parties dans lesquelles la phase du produit est faible, séparées par une étroite gamme de fréquences où elle varie fortement. Ce type d’évolution de la phase s’explique simplement en analysant la phase des impédances de chacun des résonateurs (figure 5.3 à droite). On constate que la phase de l’impédance est globalement égale à environ  $\pi/2$  entre les fréquences de résonance et d’antirésonance et d’environ  $-\pi/2$  en dehors. Avec ce type d’évolution, on peut effectivement espérer obtenir une somme des phases nulle depuis la fréquence du résonateur parallèle ( $Z_1$ ) jusqu’à la fréquence d’antirésonance du résonateur série ( $Z_2$ ). Cependant, il faut pour cela que l’évolution de la phase autour de la fréquence centrale (résonance de  $Z_2$ , antirésonance de  $Z_1$ ) soit exactement opposée pour les deux résonateurs. Cela impose que les deux zéros de phase soient exactement alignés en fréquence, ce qui n’est pas le cas ici. Ce léger désaccord se traduit par la variation de phase brutale au milieu de la bande observée plus haut.

En calculant la transmission entre l’entrée et sortie de la cellule en L, l’impédance de ligne optimale est obtenue pour environ  $50\text{dB}\Omega \rightarrow 320\ \Omega$  (valeur médiane de la racine du produit des impédances sur la figure 5.4 dans les bandes où la phase s’annule,  $[374,6; 379,9]$  et  $[383,3; 388,3]$  MHz). Cette valeur est utilisée dans le calcul du paramètre  $S_{21}$  présenté en figure 5.5.

Une seule bande passante est trouvée pour la condition  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  (courbe couleur bleue à la figure 5.5) avec des pertes d’insertion d’environ  $-0,413\ \text{dB}$  et une bande passante à  $-3\ \text{dB}$  d’environ  $3,5\ \text{MHz}$ . Si l’on écarte le pic de transmission qui atteint  $-2,39\ \text{dB}$  au niveau de la résonance SH, la cellule a une réjection de  $-4,37\ \text{dB}$ . Le temps de groupe ( $-d\phi(S_{21})/d\omega$ ) moyen dans la bande est de  $0,095\ \mu\text{s}$  et la variation dans la bande est de  $0,0802\ \mu\text{s}$  entre les valeurs minimale et maximale. On note que son évolution est aussi à peu près symétrique par rapport au centre de la bande.

Pour la seconde condition électrique (condition  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , courbe couleur verte sur la figure 5.5), la bande passante pour la résonance principale est centrée sur  $385,8\ \text{MHz}$  avec des pertes d’insertion de  $-0,35\ \text{dB}$  et une bande passante à  $-3\ \text{dB}$  d’environ  $3,4\ \text{MHz}$ . Dans la bande, le temps de groupe moyen est de  $0,111\ \mu\text{s}$  et la différence entre la valeur minimale et maximale est de  $0,177\ \mu\text{s}$ . Son évolution n’est plus symétrique. Pour ce cas de connexion, d’autres bandes présentent une transmission élevée par rapport à la rejection hors bande et sont présentes à  $372,7,$

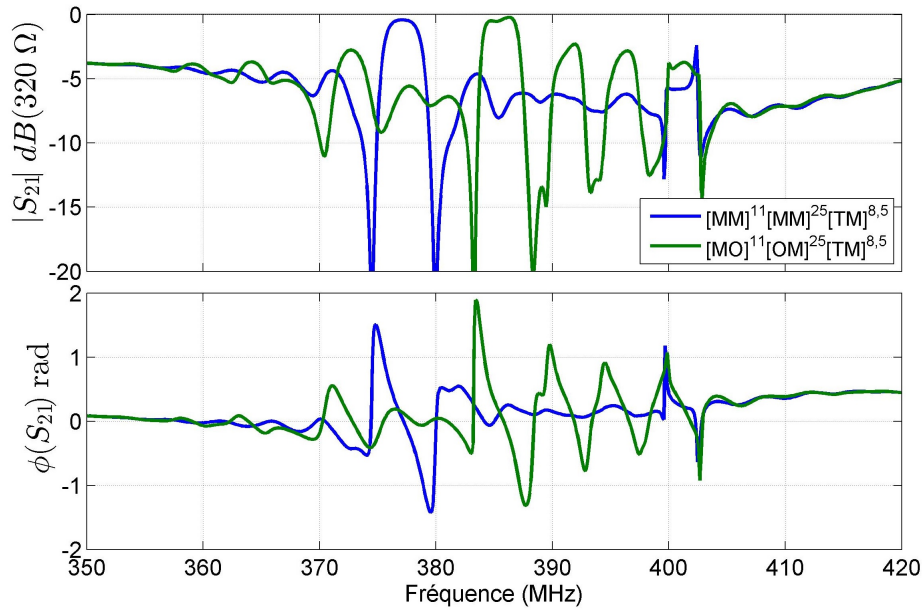


FIGURE 5.5 – Transmission de la cellule en L constitué du résonateur qui permet de passer entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1.0068$ ) pour une impédance de ligne de  $320 \Omega$ .

391,9 et 396,4 MHz. Elles correspondent respectivement à la résonance supplémentaire à fréquence inférieure de la résonance CO et aux résonances entre la résonance CO et le mode SH. La première remontée de la transmission atteint -2,5 dB et la deuxième environ -3 dB. Ces remontées sont problématiques. Même si ce filtre ne permet pas d'espérer obtenir de très bonnes performances, il sera tout de même fabriqué et caractérisé dans la suite, en raison du caractère classique de sa géométrie. En particulier, il est composé de résonateurs avec des transducteurs au centre simples, à l'inverse du filtre présenté dans la section suivante.

### 5.3.3 Filtre utilisant le résonateur 22-40-20 Switch 1

On s'intéresse maintenant aux cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^{5}[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^{5}[1M]^{8,5}$  présentés au chapitre 4, figure 4.22. On étudie le produit des impédances avant et après homothétie d'un rapport  $p/p' = 1,0056$  pour ces cas (figure 5.6) qui permettent également de réaliser une cellule en L agile.

Une bande de phase nulle peut être identifiée pour chaque condition électrique : [375,7 378,6] MHz pour le cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^{5}[MM]^{8,5}$  et [383,9 387,6] MHz pour le cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^{5}[1M]^{8,5}$ . L'impédance moyenne dans la bande (figure 5.6) est d'environ  $314 \Omega$  pour le premier cas et  $340 \Omega$  pour le second. Une valeur d'impédance de port intermédiaire de  $320 \Omega$  est choisie pour le calcul du paramètre  $S_{21}$ .

La figure 5.7 montre la transmission entre l'entrée et sortie de la cellule en L résultante. Pour le cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^{5}[MM]^{8,5}$  (courbe bleue à la figure 5.7), on obtient une bande passante centrée sur 377 MHz avec des pertes d'insertion de -0,6075 dB et une bande à -3 dB d'environ 2,7 MHz. Dans cette bande, le temps de groupe moyen est de  $0,1146 \mu s$  et la différence entre les valeurs minimale et maximale est de  $0,103 \mu s$ . Au niveau de la résonance SH, une remontée de la transmission jusqu'à -3,66 dB est observée. Ailleurs, la réjection hors bande est de -4,268 dB. Pour le cas  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^{5}[1M]^{8,5}$  (courbe verte sur la figure 5.7), la bande passante obtenue est centrée sur 385,7 MHz avec des pertes d'insertion d'environ -0,205 dB et une bande à -3 dB de 2,9 MHz. Le temps de groupe moyen dans la bande est de  $0,13 \mu s$  et la différence entre les valeurs minimale et maximale est d'environ  $0,164 \mu s$ . Une pseudo-bande passante est également présente

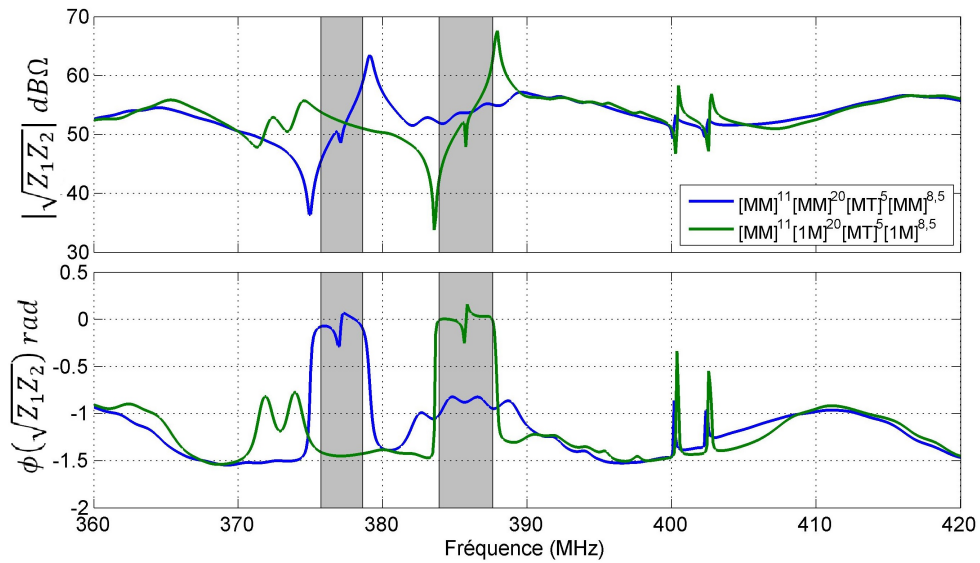


FIGURE 5.6 – Produit des impédances avant et après homothétie des cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ .

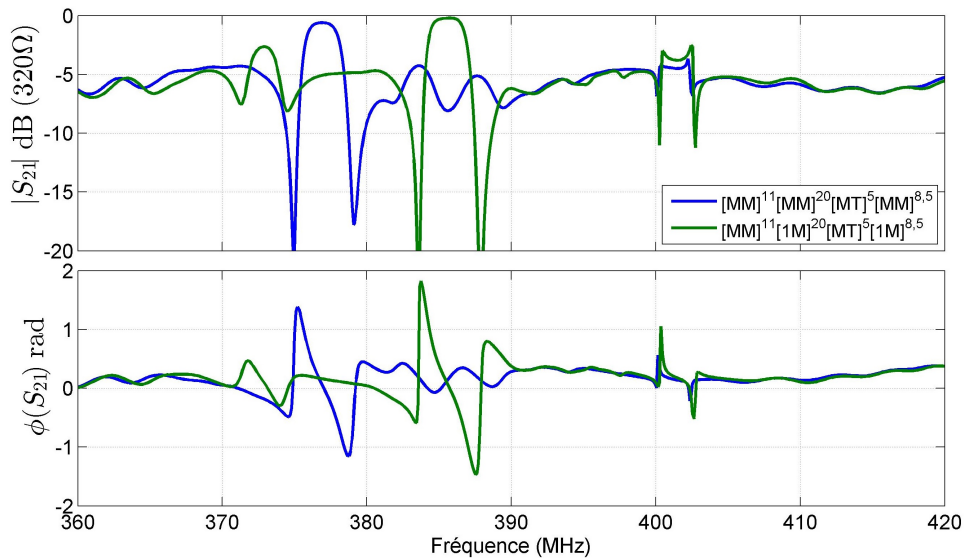


FIGURE 5.7 – Transmission simulée de la cellule en L constituée du résonateur qui permet de passer entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  en parallèle avec et son homothétique ( $p/p' = 1.0056$ ) pour une impédance de ligne de  $320 \Omega$ .

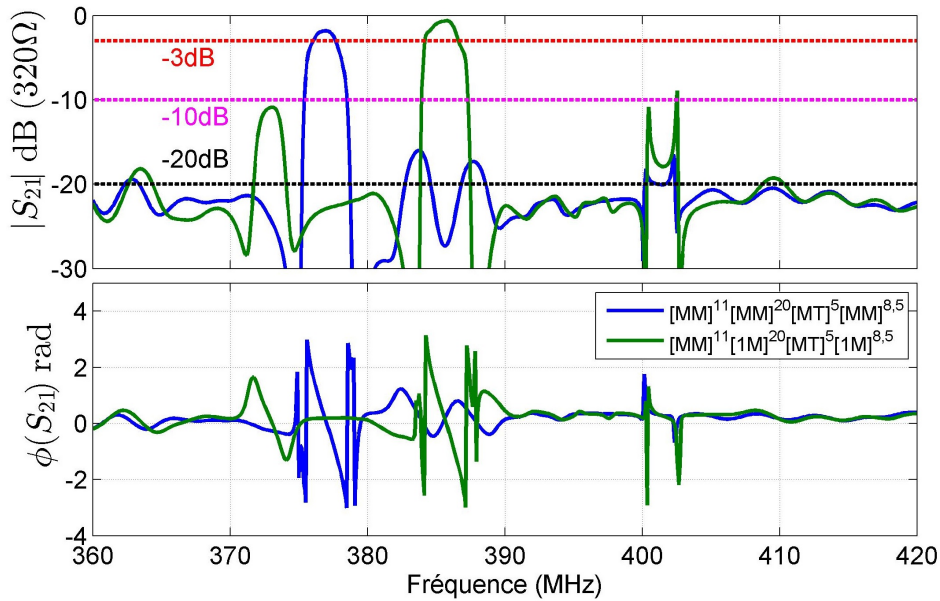


FIGURE 5.8 – Transmission entre l’entrée et la sortie de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de passer entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1.0056$ ) pour une impédance de ligne de  $320 \Omega$ .

autour de 372,9 MHz pour le second cas de connexion. L’amplitude du produit des impédances est alors très proche de celle relevée dans la bande passante principale, mais la phase du produit n’est pas nulle. Cette pseudo-bande présente donc une désadaptation qui induit des pertes d’insertion plus élevées que dans la bande passante principale. La figure 5.8 présente la réponse de la mise en cascade de 3 de ces cellules pour une impédance de port de  $320 \Omega$  qui permet d’augmenter la rejection hors bande atteignant jusqu’à -10 dB. En dépit de la remontée du paramètre  $S_{21}$  causée par la pseudo-bande, ce résonateur est un candidat intéressant pour la conception de filtres en L. Pour réduire l’impact de la pseudo-bande, on présente le résonateur Switch 2 qui a un principe de fonctionnement très similaire et qui ne présente pas la résonance basse fréquence à l’origine de la pseudo-bande.

### 5.3.4 Filtre utilisant le résonateur 22-40-10 Switch 2

On étudie à présent le résonateur qui permet de commuter entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ , présenté au chapitre 4, figure 4.22. L’impédance de ce résonateur est similaire à celle du cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  sans être affectée par la résonance supplémentaire qui produit une pseudo bande passante. Comme sa réponse est très similaire à celle du cas 22-40-10 Switch 1, le même rapport  $p/p'$  est utilisé. La réponse du filtre résultant de la mise en cascade de 3 cellules en L (le rapport d’homothétie étant de  $p/p' = 1,0056$ ) est présentée en figure 5.9.

La bande passante pour le cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  est égale à celle trouvée dans la section précédente. Le temps de groupe moyen dans la bande est de  $0,33 \mu s$  et la différence entre les valeurs minimale et maximale est de  $0,279 \mu s$ . Pour le cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  la réponse est modifiée. On observe une légère remontée autour de 393 MHz mais la pseudo-bande passante autour de 372,9 MHz n’est plus présente. La bande passante est centrée sur 386 MHz avec des pertes d’insertion d’environ -1,927 dB et une bande à -3 dB de 2,6 MHz. Le temps de groupe moyen dans la bande est de  $0,382 \mu s$  et la différence entre les valeurs minimale et maximale est de  $0,708 \mu s$ . En ce qui concerne les performances hors bande, ce filtre est le plus intéressant parmi ceux qui ont été étudiés. Il présente une bande de fonctionnement commutable, une réjection hors bande notable et une largeur de bande passante presque égale dans les deux cas de connexion.



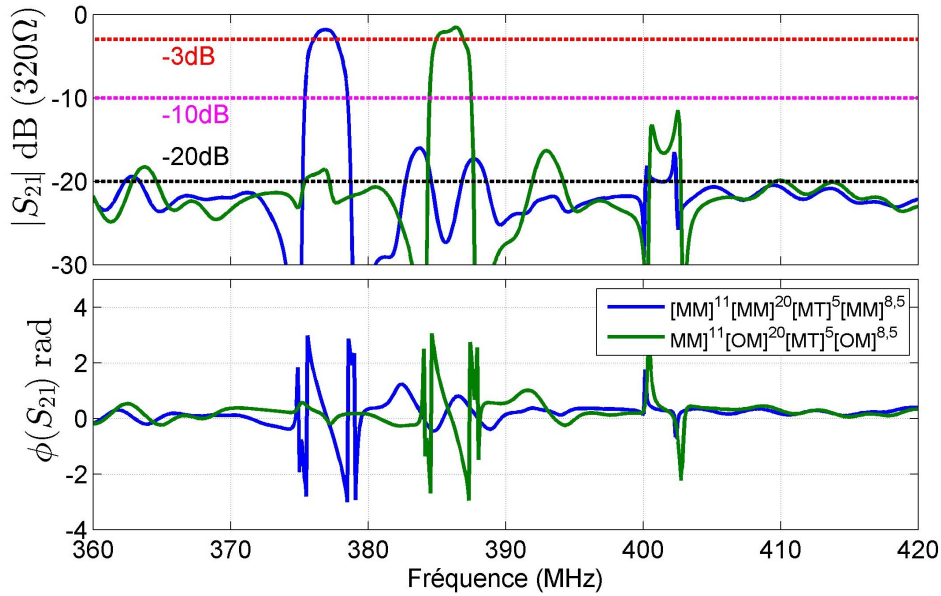


FIGURE 5.9 – Transmission de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de commuter entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1,0056$ ) pour une impédance de ligne de  $320 \Omega$ .

### 5.3.5 Amélioration de la rejection en bande d'arrêt

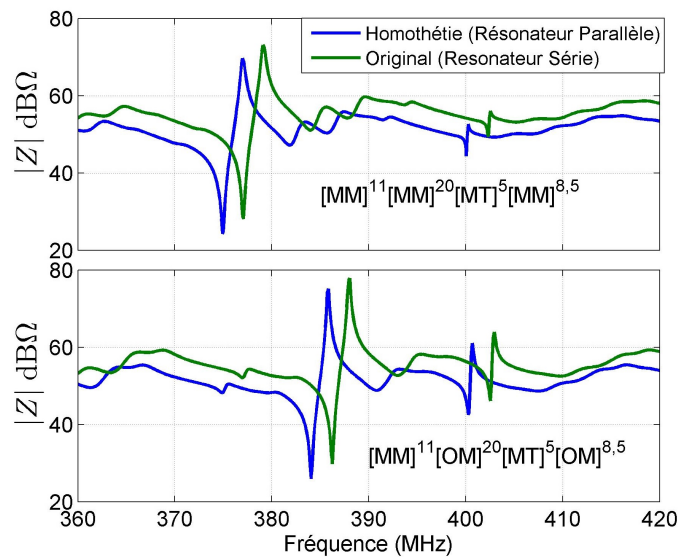


FIGURE 5.10 – Impédances avant et après homothétie des cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  après modification de l'ouverture acoustique.

#### 5.3.5.1 Modification de l'ouverture acoustique des résonateurs

Les résultats obtenus précédemment montrent la nécessité d'améliorer la réjection en bande d'arrêt sans rajouter des cellules en L, 3 cellules en L constituant déjà un nombre important de résonateurs. On utilisera dans cette section le résonateur 22-40-10 Switch 2 qui permet de passer du cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  au cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . En dehors de la résonance, les résonateurs étudiés agissent comme des capacités dont la valeur dépend de la capacité statique du résonateur. La modification de ce paramètre peut permettre d'augmenter la réjection hors bande. Il est en particulier possible de diminuer la capacité statique des résonateurs série

en réduisant l'ouverture acoustique. Inversement, l'augmentation de l'ouverture acoustique des résonateurs parallèles permet d'accroître leur capacité statique. On choisit de réduire l'ouverture acoustique des résonateurs série d'un facteur de 1/1,25 et d'augmenter l'ouverture acoustique des résonateurs parallèles par le facteur inverse (1,25). Ainsi l'impédance de port optimale n'est pas modifiée. La Figure 5.10 présente les impédances série et parallèle suite à cette modification. L'impédance aux fréquences éloignées de la résonance est réduite pour les branches parallèles et augmentée pour les branches série. Avec cette modification, les branches parallèles qui sont connectées à la masse présentent une moindre résistance au passage du courant ce qui réduit le signal en sortie du filtre. La figure 5.11 présente le paramètre  $S_{21}$  résultant pour une impédance de port de  $320 \Omega$ .

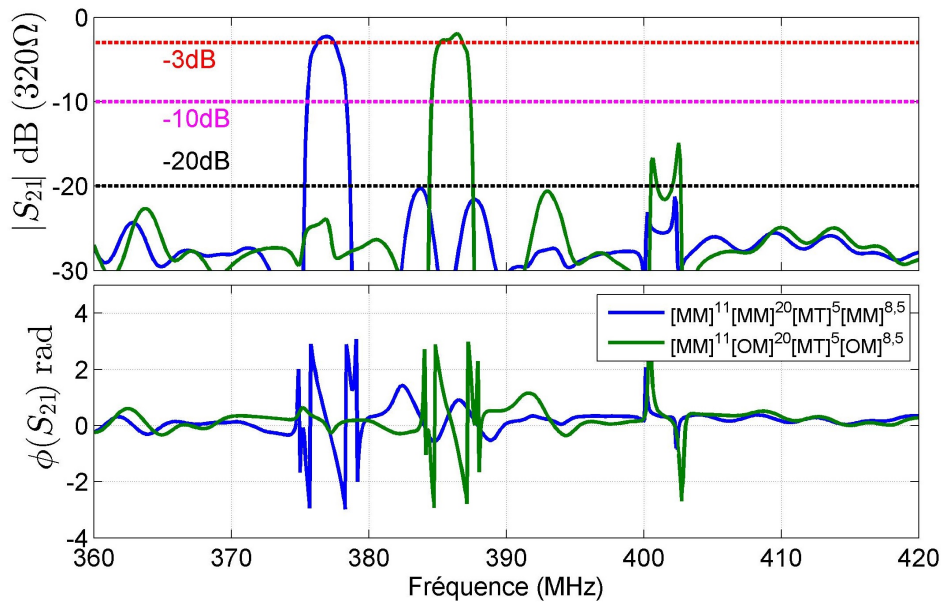


FIGURE 5.11 – Transmission de 3 cellules en L constituées du résonateur qui permet de passer entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$  d'ouverture acoustique réduite ( $W/1,25$ ) mis en parallèle avec son homothétique ( $p/p' = 1,0056$ ) d'ouverture acoustique augmentée ( $W \times 1,25$ ) pour une impédance de ligne de  $320 \Omega$ .

La réduction de l'ouverture acoustique du résonateur série et l'augmentation de celle du résonateur parallèle réduit le rapport entre l'impédance en résonance du résonateur série et l'impédance en antirésonance du résonateur parallèle. Les performances hors bande sont donc améliorées au prix d'une augmentation des pertes d'insertion dans la bande. Pour le premier cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  la bande passante est centrée sur 377 MHz avec des pertes d'insertion de -3,05 dB et une bande à -3 dB de 2,1 MHz. Pour le cas de connexion  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ , elle est centrée sur 386 MHz avec pertes d'insertion de -3,574 dB et une bande à -3 dB de 2,4 MHz. Le temps de groupe est symétrique dans les deux bandes passantes avec des temps moyens de 0,357 et 0,433  $\mu s$  respectivement. La réjection hors bande est améliorée, atteignant au maximum environ -27,86 dB en dehors de la résonance SH où elle remonte à -20,69 dB.

### 5.3.5.2 Utilisation d'une cellule en pont

Une deuxième approche possible pour améliorer la réjection en bande d'arrêt consiste à utiliser une cellule en pont pour bloquer le signal hors bande. La figure 5.13 présente la réponse du filtre constitué de la mise en cascade d'un résonateur parallèle suivi d'une cellule en pont et d'un second résonateur parallèle en sortie de la cellule en pont (figure 5.12). L'ajout des résonateurs parallèles permet réduire la largeur de la bande de transition.

En entrée de bande passante, la transition est très étroite avec un passage de -3 dB à -20 dB



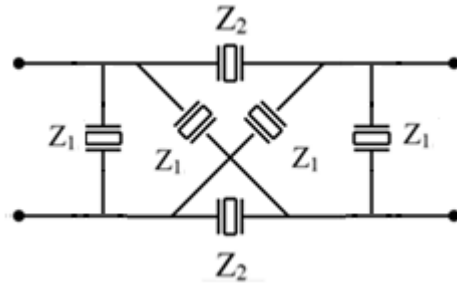


FIGURE 5.12 – Schéma circuit du filtre sur la figure 5.13.

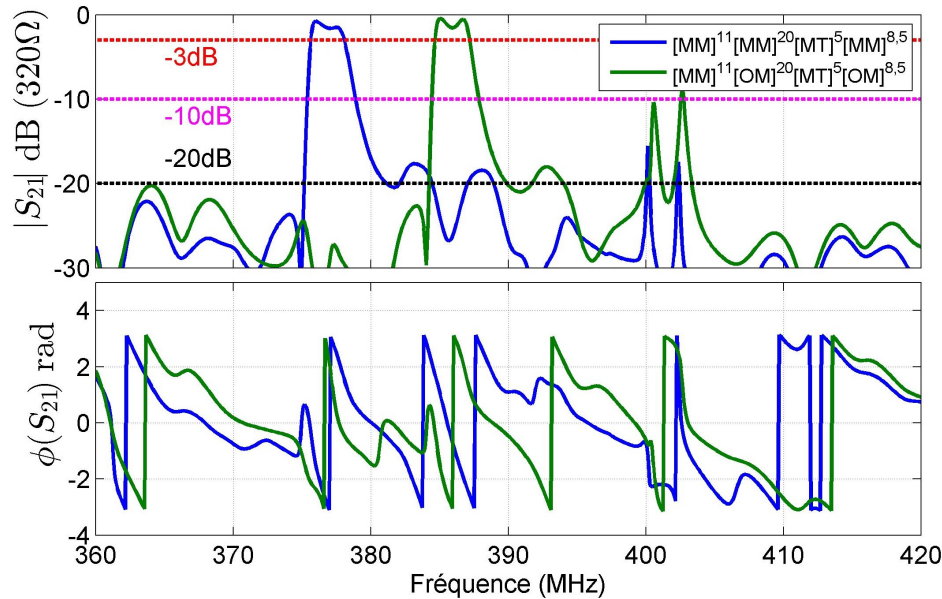


FIGURE 5.13 – Transmission pour un filtre en pont encadré par deux résonateurs en parallèle. Les résonateurs utilisés permettent de passer du cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  au cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[OM]^{8,5}$ . Les résonateurs parallèles sont des homothétiques des résonateurs série avec un facteur  $p/p' = 1,0056$  et les impédances des ports sont choisies égales à  $320 \Omega$

sur un intervalle de 0,4 MHz alors qu'en sortie environ 3 MHz sont nécessaires pour avoir la même réjection dans les deux cas. Pour le premier cas de connexion,  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ , les pertes d'insertion atteignent -1,59 dB et la bande à -3 dB est de 2,6 MHz, avec une réjection hors bande de -15,56 dB au niveau de la résonance SH. La bande passante n'est plus symétrique. Pour le deuxième cas de connexion, les pertes d'insertion atteignent -1,55 dB et la bande à -3 dB est de 2,7 MHz. La réjection hors bande est au maximum de -8,5 dB, au niveau de la résonance SH. Pour ce filtre, la résonance SH constitue le problème le plus important. La réjection serait de -17,6 dB en supprimant la résonance SH. L'introduction d'une séparation (zone sans électrodes) entre le transducteur et les miroirs pourrait permettre de convertir le mode SH en ondes de volume et donc d'atténuer la résonance SH qui parasite la réponse du filtre.

## 5.4 Fabrication et caractérisation de filtres en échelle figés

### 5.4.1 Estimation de la performance des filtres par homothétie des résultats de fabrication précédents

Lors des deux dernières fabrications (Chapitres 3 et 4), des niveaux de pertes importants ont été relevés dans les mesures, vis-à-vis des prédictions numériques. Pour mieux estimer la

performance des filtres il serait normalement nécessaire de rajouter ces pertes au modèle EF, puis de modifier la géométrie pour réaliser de nouveaux résonateurs présentant une fréquence de fonctionnement légèrement décalée, nécessaires à la réalisation d'un filtre en échelle. Ici, pour simplifier la démarche, on se propose de baser la conception du filtre en échelle sur l'idée que la réponse d'un résonateur présentant une homothétie sur les dimensions peut être directement obtenue grâce à une transformation de l'échelle des fréquences des résultats de mesure des résonateurs précédents. Cette hypothèse ne sera pas très bien remplie, en particulier à cause de l'épaisseur de métallisation, qui reste inchangée pour tous les résonateurs.

#### 5.4.1.1 Cas 22-50 Switch

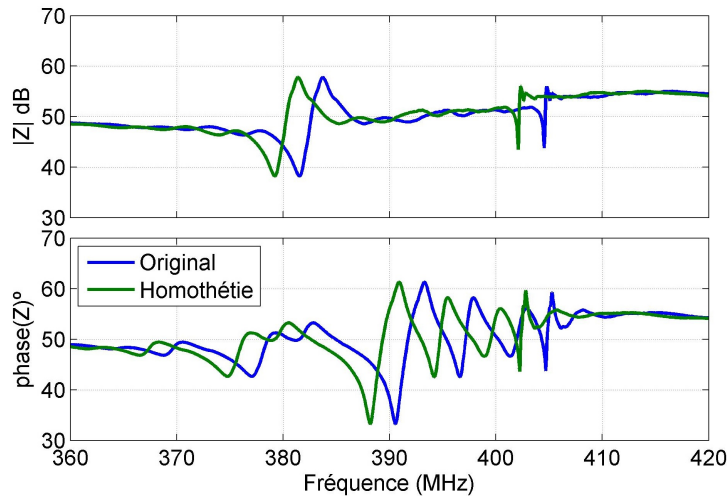


FIGURE 5.14 – Module et phase de l'impédance du résonateur 22-50 Switch pour les deux conditions électriques, ainsi que son spectre décalé par homothétie. (Résultats de mesures du chapitre 4).

Un rapport d'homothétie de  $p/p' = 1,0056$  a été identifié pour réaliser des filtres avec le résonateur en division 22-50 Switch, qui permet de passer du cas de connexion  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  au cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . La figure 5.14 présente l'amplitude de l'impédance du résonateur 22-50 Switch (fabrication précédente) pour les deux conditions électriques, ainsi que son spectre décalé par homothétie. La figure 5.15 présente le paramètre  $S_{21}$  qui résulte d'une cellule en L en considérant d'une part des ports à 50  $\Omega$  et d'autre part des ports à 320  $\Omega$ . On peut remarquer que

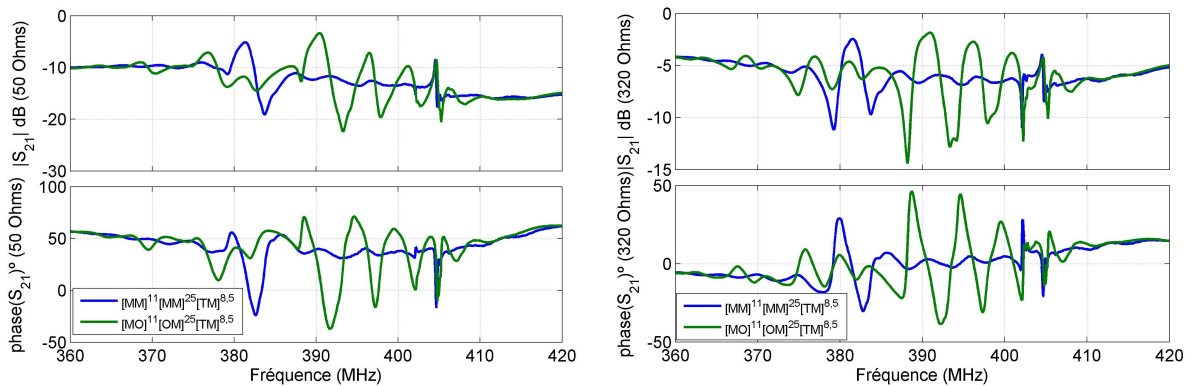


FIGURE 5.15 – Paramètre  $S_{21}$  d'une cellule en L 22-50 Switch déduit par homothétie des résultats de mesure.

ce rapport d'homothétie permet d'avoir une bande passante principale centrée sur environ 381 MHz en condition  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et une deuxième centrée sur 390 MHz en condition  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , qui est mieux marquée si l'impédance de port est de 320  $\Omega$  (bande plate, évolution linéaire de la phase, niveau plus élevée que pour le reste du spectre) que si elle est de 50  $\Omega$ .

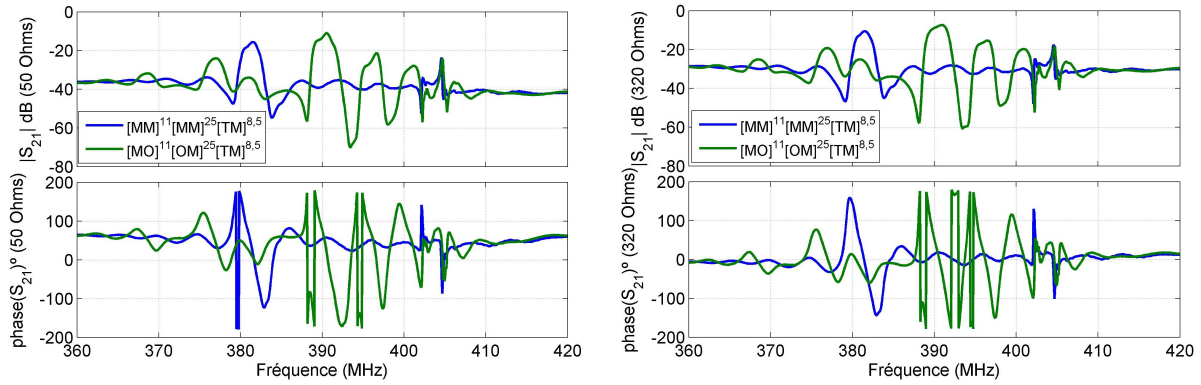


FIGURE 5.16 – Paramètre  $S_{21}$  d'un filtre constitué de 4 cellules en L 22-50 Switch calculé par homothétie des résultats de mesure.

On fait le même calcul sur les valeurs expérimentales pour un filtre constitué de 4 de ces cellules en L, sa réponse est présentée à la figure 5.16. Ce filtre présente des bandes passantes qui sont encore plus simples à repérer pour une impédance de port de 50  $\Omega$ .

#### 5.4.1.2 Cas 22-40-10 Switch 2

On décide d'utiliser le cas 22-40-10 *Switch 2* et non pas le *Switch 1* grâce à sa réponse spectrale moins perturbé par résonances parasites. Un rapport d'homothétie de  $p/p' = 1,0047$  a été identifié pour réaliser des filtres avec le résonateur en division 22-40-10 *Switch 2* qui permet de passer entre les cas de connexion  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$ . Ce type de filtre présente moins de bandes passantes parasites que ceux basés sur le résonateur 22-50 *Switch*. La démarche d'homothétie décrite précédemment est réutilisée ici, et les résultats (spectre du paramètre  $S_{21}$ ) sont présentés aux figures 5.17 et 5.18.

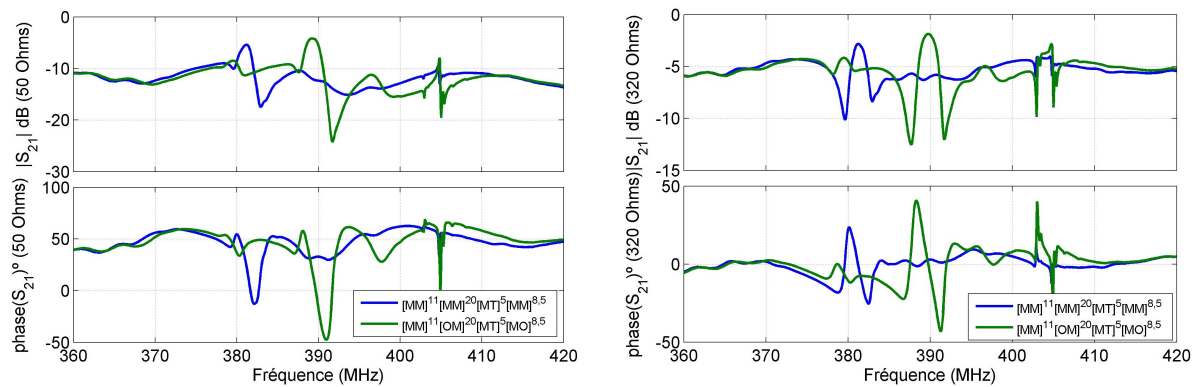


FIGURE 5.17 – Paramètre  $S_{21}$  d'une cellule en L 22-40-10 *Switch 2* calculé par homothétie des résultats de mesure.

### 5.4.2 Fabrication et caractérisation

#### 5.4.2.1 Préambule

Le problème de conception des filtres en échelle est complexifié par la disposition des résonateurs sur le substrat qui doit éviter leur interaction acoustique. Un deuxième problème est la disposition des plans de masse et lignes de connexion entre les différents résonateurs qui peut rajouter des effets parasites. Pour avoir des repères qui permettent d'analyser les différents effets, on fabriquera

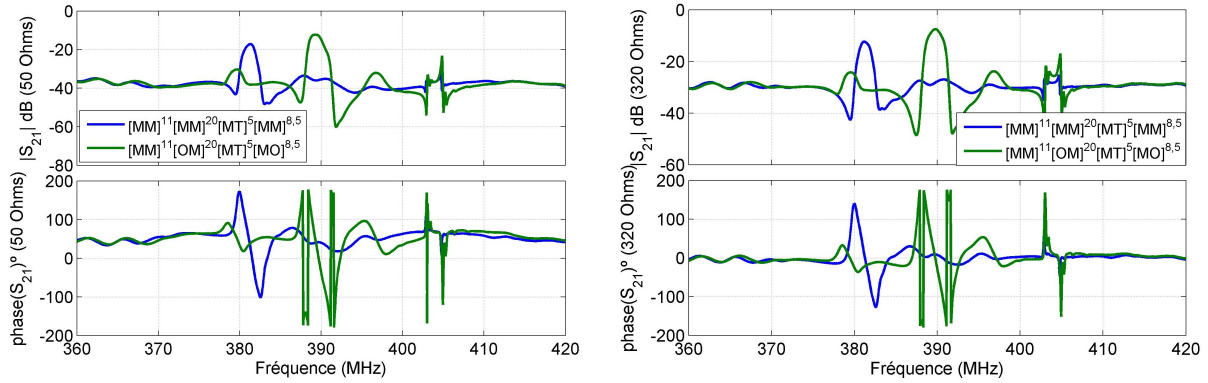


FIGURE 5.18 – Paramètre  $S_{21}$  d'un filtre constitué de 4 cellules en L 22-40-10 Switch 2 calculé par homothétie des résultats de mesure.

4 dispositifs pour chaque condition électrique, c'est-à-dire 4 dispositifs pour le résonateur avec condition  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ , 4 pour le dispositif avec condition  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ , etc. Les 4 dispositifs considérés sont les suivants :

- Résonateur avant homothétie (résonateur série)
- Résonateur après homothétie (résonateur parallèle)
- Filtre à une seule cellule en L
- Filtre à 4 cellules en L

Ces 4 dispositifs sont schématisés à la figure 5.19. Pour mesurer la réponse des filtres et du

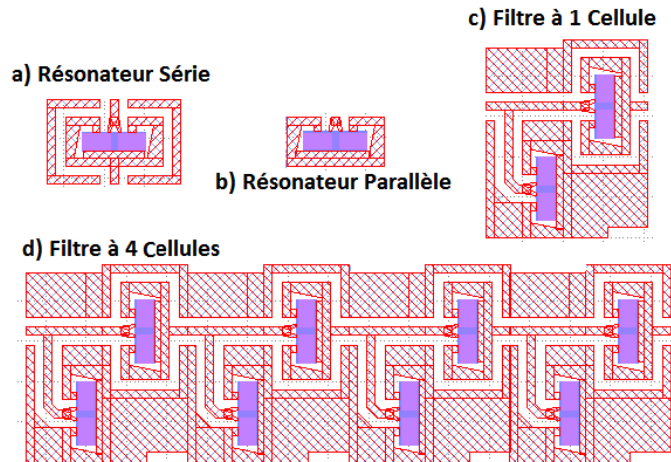


FIGURE 5.19 – Schéma des 4 dispositifs fabriqués pour chaque condition électrique.

résonateur série, deux pointes sont utilisées, une à chaque extrémité (port) du dispositif. Pour le résonateur parallèle, une seule pointe GSG est nécessaire grâce à la connexion directe d'un côté du transducteur au plan de masse. Dans le cas des dispositifs série, les miroirs en condition CC sont connectés au port de sortie du résonateur.

On notera les dispositifs fabriqués dans cette section comme *Fab3*, par opposition à ceux réalisés dans la campagne précédente, regroupés sous le terme *Fab2*.

Les dispositifs *Fab2* comportent seulement des résonateurs série alors que les dispositifs *Fab3* incluent aussi des résonateurs parallèles et des filtres. On souhaite comparer les résultats de la section 5.4.1, qui ont été déduits en faisant des homothéties des mesures des dispositifs *Fab2* à la réponse des différents dispositifs *Fab3*. On utilisera l'indice « O » (originales) pour les résonateurs *Fab2* et l'indice « H » pour la réponse du résonateur obtenue par homothétie. Finalement la réponse des filtres déduite dans la section 5.4.1 est identifiée simplement par le terme *Fab2*.

On fabrique dans cette campagne 2 exemplaires (notés *c1* et *c2*) de chaque dispositif *Fab3*, à l'exception des dispositifs  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  qui sont fabriqués en trois exemplaires (*c1*, *c2* et *c3*). On utilisera l'indice *Par* pour identifier le résonateur parallèle alors que l'indice *Ser* sera utilisé pour identifier les résonateurs série. Enfin, il convient de noter que, pour les dispositifs *Fab3*, l'épaisseur des plans de masses et des lignes coplanaires a été augmentée au-delà de  $4\ \mu\text{m}$  par dépôt électrolytique, pour limiter les pertes ohmiques.

#### 5.4.2.2 Dispositifs 22-50 Switch

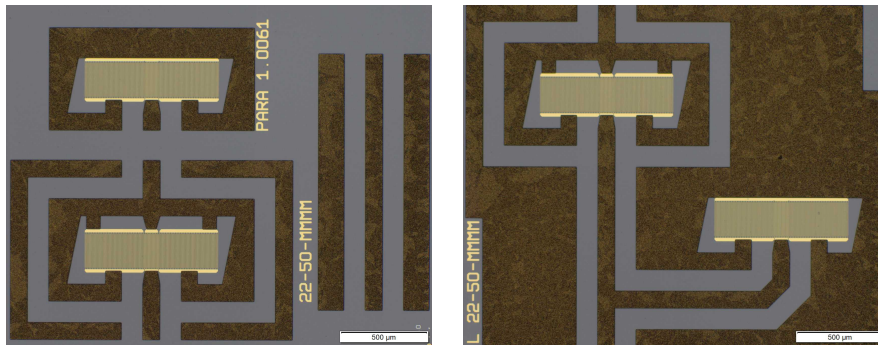


FIGURE 5.20 – Images au microscope des résonateurs série et parallèle d'une cellule en L des dispositifs  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

##### 5.4.2.2.1 Résonateurs $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$

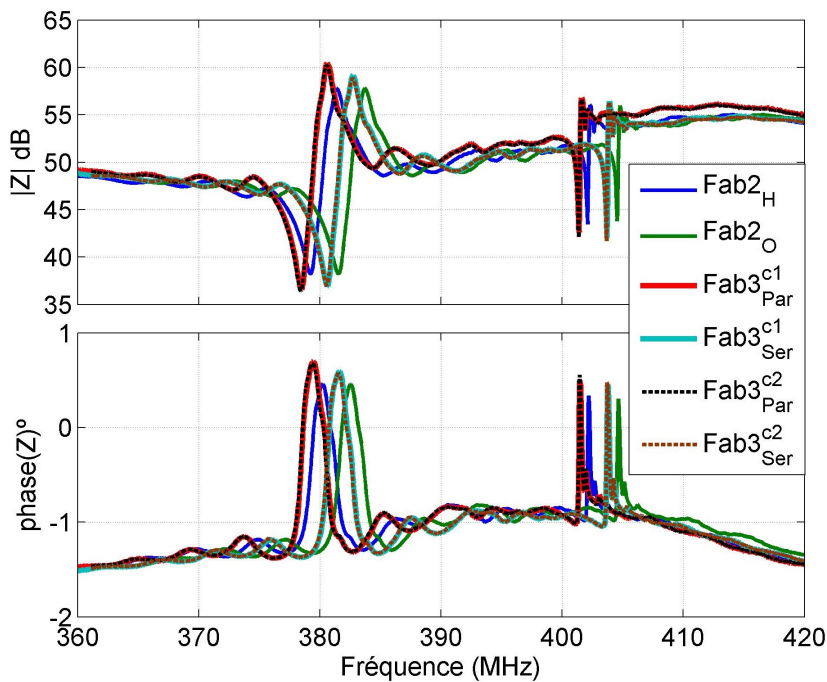


FIGURE 5.21 – Impédance des différentes versions et itérations des résonateurs  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

La figure 5.20 présente des images prises au microscope des résonateurs série et parallèle et d'une cellule en L des dispositifs  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Le plan de masse et les lignes ont une couleur différente de celle des métallisations à l'intérieur des résonateurs car ils présentent une rugosité plus importante causée par le procédé de dépôt électrolytique. Par post-traitement, il



est possible de remonter aux paramètres d'impédance des résonateurs parallèles et séries. Pour les résonateurs parallèles, on calcule l'impédance directement à partir du paramètre  $S_{11}$  ( $Z = Z_0(1 + S_{11})/(1 - S_{11})$ ). Pour les résonateurs série, on calcule l'impédance du dipôle à partir de la matrice S à deux ports (on transforme la matrice S résultante de la mesure à deux pointes en matrice Z [22] et on impose la connexion à la masse  $V_2 = 0$ ) :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}_{V_2=0} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \rightarrow Z = \frac{V_1}{I_1} = \left[ Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22}} \right]. \quad (5.11)$$

La figure 5.21 présente l'impédance mesurée des résonateurs parallèle et série  $c1$  et  $c2$  pour le cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  ( $Fab3_{Par}^{c1}$ ,  $Fab3_{Ser}^{c1}$ , et  $Fab3_{Par}^{c2}$ ,  $Fab3_{Ser}^{c2}$ ) ainsi que la réponse du dispositif fabriqué au chapitre 4 ( $Fab2_O$ ) et sa réponse décalée par homothétie ( $Fab2_H$ ). On peut remarquer une dispersion très faible entre les deux dispositifs fabriqués. On retrouve dans tous les cas la résonance liée au mode de Rayleigh et celle du mode SH. Les résonances SH des dispositifs  $Fab3_{Par}^{c1}$  et  $Fab3_{Par}^{c2}$  sont très proches de celles du cas  $Fab2_H$  alors que celles des dispositifs  $Fab3_{Ser}^{c1}$  et  $Fab3_{Ser}^{c2}$  sont proches de celle du cas  $Fab2_O$ . Il semblerait que le décalage en fréquence du spectre entre les dispositifs série et parallèle permette bien de faire coïncider la résonance série avec l'antirésonance parallèle pour réaliser la bande passante à une fréquence d'environ 381 MHz.

#### 5.4.2.2.2 Filtres $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$

La figure 5.22 présente le paramètre  $S_{21}$  mesuré sous pointes et une impédance de 50  $\Omega$  pour les différents filtres en L du cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ , ainsi que la réponse calculée par post-traitement pour une impédance de port de 320  $\Omega$ . Dans cette section le terme  $Fab2$  est utilisé pour désigner la réponse déduite des résultats  $Fab2_O$  (mesure issue de la campagne précédente) et  $Fab2_H$  (résultat pour le résonateur homothétique, extrapolé à partir de  $Fab2_O$ ) par mise en cascade des matrices chaîne correspondantes.

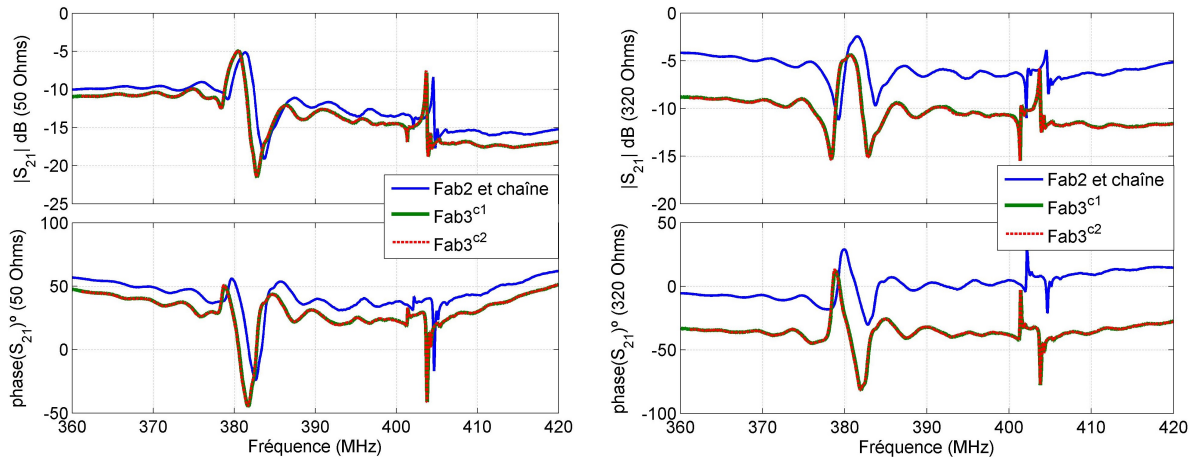


FIGURE 5.22 – Paramètre  $S_{21}$  du filtre constitué d'une seule cellule en L pour le cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

Le filtre à une cellule (dispositif c de la figure 5.20) présente comme prévu une bande passante centrée autour de 381 MHz. Pour l'impédance de port optimale estimée de 320  $\Omega$ , on constate que les filtres fabriqués présentent des pertes d'insertion plus élevées d'environ 2 dB et une réjection hors bande 5 dB plus importante que ce qui était prédit par le calcul par homothétie.

On souhaite maintenant faire une comparaison entre la réponse mesurée du filtre en L et le résultat de la mise en cascade par un modèle circuit de la réponse mesurée des résonateurs série et parallèle pour identifier l'impact des pistes qui connectent les résonateurs. La figure 5.23 présente le schéma circuit utilisé pour profiter de l'information apportée par les mesures à deux pointes effectuées dans

la dernière campagne de mesures. Une matrice  $Z$  de l'ensemble est calculée et ensuite transformée en matrice  $S$ .

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \\ I_{in} &= I_1 + I_p; \quad V_1 = Z_p I_p \rightarrow \\ \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \frac{Z_{11} Z_p}{(Z_p + Z_{11})} & \frac{Z_{12} Z_p}{(Z_p + Z_{11})} \\ \frac{Z_{21} Z_p}{(Z_p + Z_{11})} & Z_{22} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{(Z_p + Z_{11})} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{in} \\ I_2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

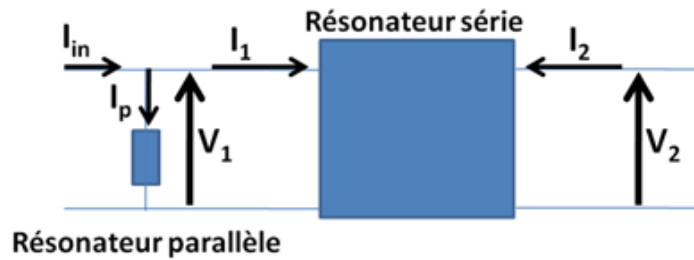


FIGURE 5.23 – Schéma circuit de la connexion des résonateurs parallèles et série.

La figure 5.24 présente la comparaison entre la réponse mesurée du filtre en L à une cellule pour une impédance de port de  $320 \Omega$ , et celle calculée par mise en cascade de la réponse des résonateurs fabriqués. L'accord est assez bon, à l'exception d'un décalage du spectre d'environ 2

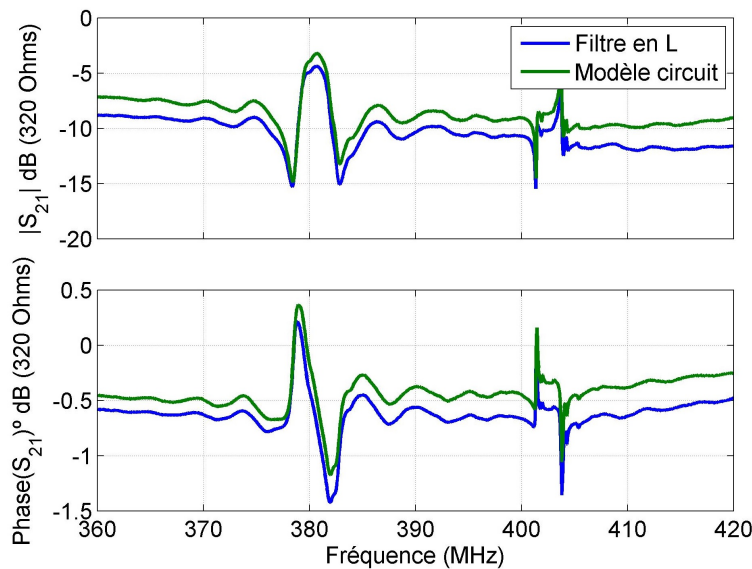


FIGURE 5.24 – Paramètre  $S_{21}$  d'une cellule en L mesurée et calculée par un modèle circuit utilisant la réponse des résonateurs *Fab3* fabriqués.

dB, possiblement lié aux pertes dans les pistes qui relient les résonateurs. Finalement, la figure 5.25 présente le paramètre  $S_{21}$  du filtre formé de 4 cellules en L (dispositif de la figure 5.20) pour ce cas de connexion pour une impédance de port de  $50 \Omega$ . On remarque des pertes supplémentaires par rapport à la réponse calculée par homothétie, les pertes d'insertion dans la bande atteignant 20 dB. La bande passante est centrée sur environ 381 MHz, près de la fréquence attendue. La figure 5.27 ne présente pas la réponse du filtre sous une impédance de  $320 \Omega$ , le changement d'impédance ayant ici un impact assez limité sur le spectre de  $S_{21}$  (similaire à celui observé pour le filtre précédent sur la figure 5.22).

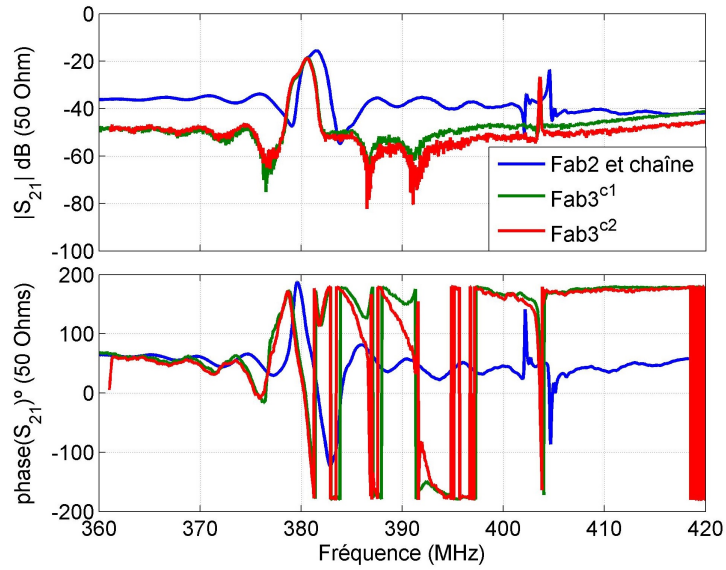


FIGURE 5.25 – Paramètre  $S_{21}$  du filtre constitué de 4 cellules en L pour le cas  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

#### 5.4.2.2.3 Résonateurs $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$

La figure 5.26 présente l'amplitude de l'impédance des résonateurs séries et parallèles pour la condition  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  avec un décalage vertical pour améliorer la lisibilité. On note que le rapport choisi pour l'homothétie permet de faire coïncider les résonance/antirésonance principales pour réaliser le filtre avec une bande passante principale autour de 390 MHz.

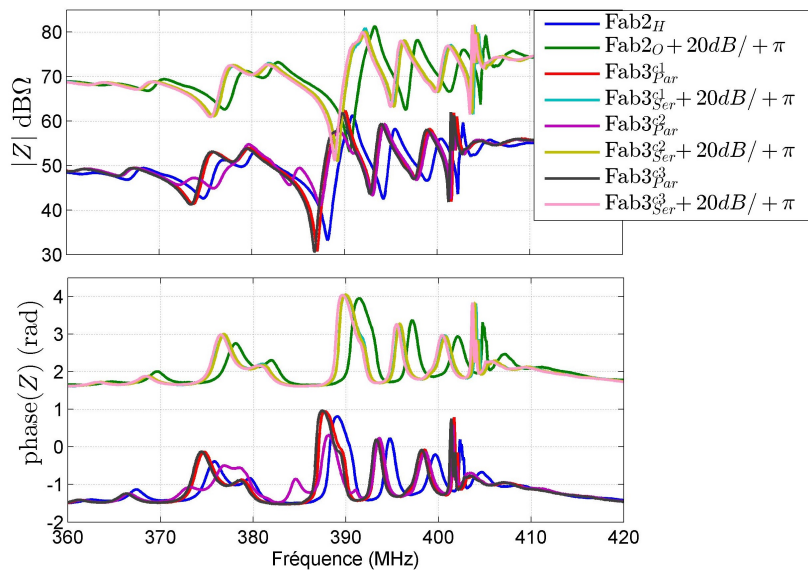


FIGURE 5.26 – Impédance des différentes versions et itérations des résonateurs  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

#### 5.4.2.2.4 Filtres $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$

La bande passante pour le cas  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  est clairement visible sur la figure 5.27 qui présente le paramètre  $S_{21}$  pour une impédance de port de 320  $\Omega$ .



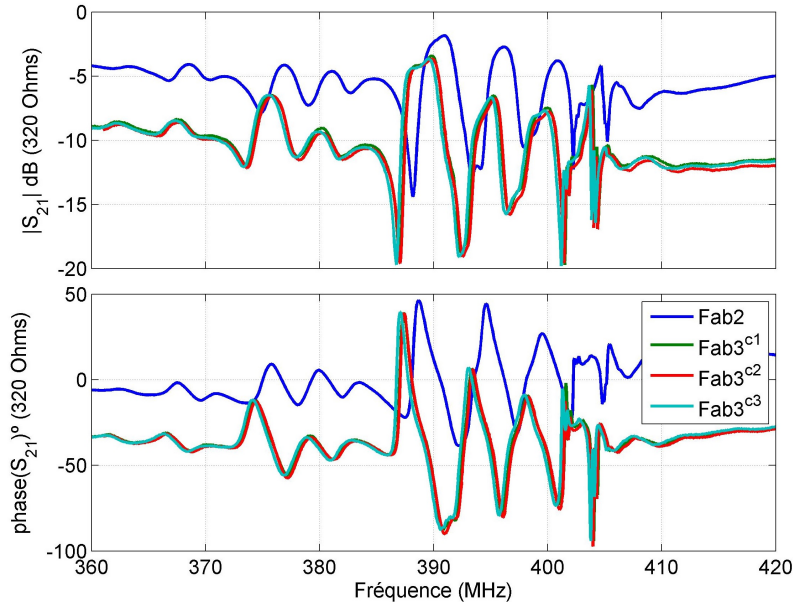


FIGURE 5.27 – Paramètre  $S_{21}$  pour une impédance de port de  $320 \Omega$   $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ .

#### 5.4.2.2.5 Synthèse

La figure 5.28 résume les résultats principaux de cette section, avec le paramètre  $S_{21}$  pour les filtres  $cI$  qui correspondent aux cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$ . Ces mesures montrent qu'il est possible de changer la fréquence centrale de la bande passante des filtres en échelle en modifiant les conditions électriques des résonateurs des branches série et parallèle en gardant une largeur de bande et des pertes d'insertion similaires pour les deux cas de connexion. Le saut de la fréquence centrale est d'environ 2,2%

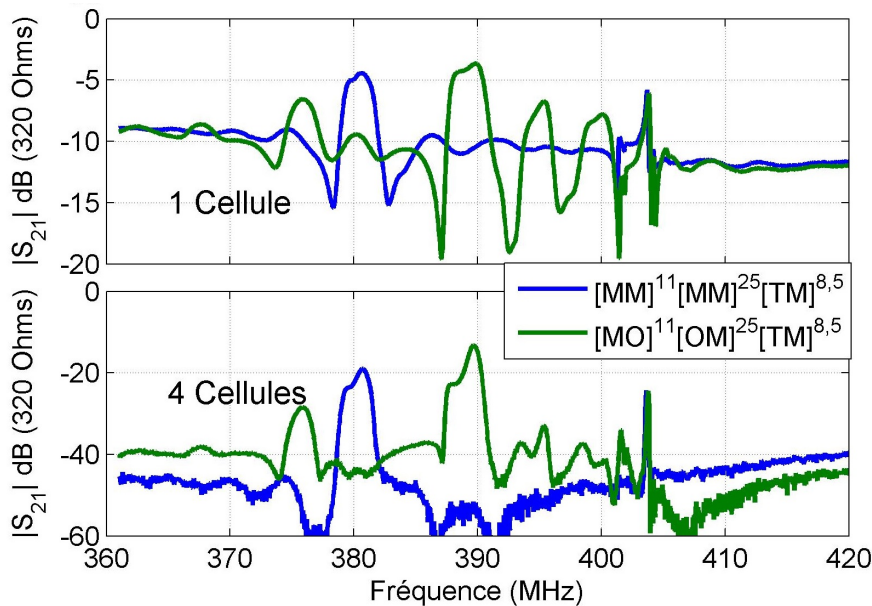


FIGURE 5.28 – Paramètre  $S_{21}$  des deux cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{25}[TM]^{8,5}$  et  $[MO]^{11}[OM]^{25}[TM]^{8,5}$  des différents filtres  $cI$  fabriqués.

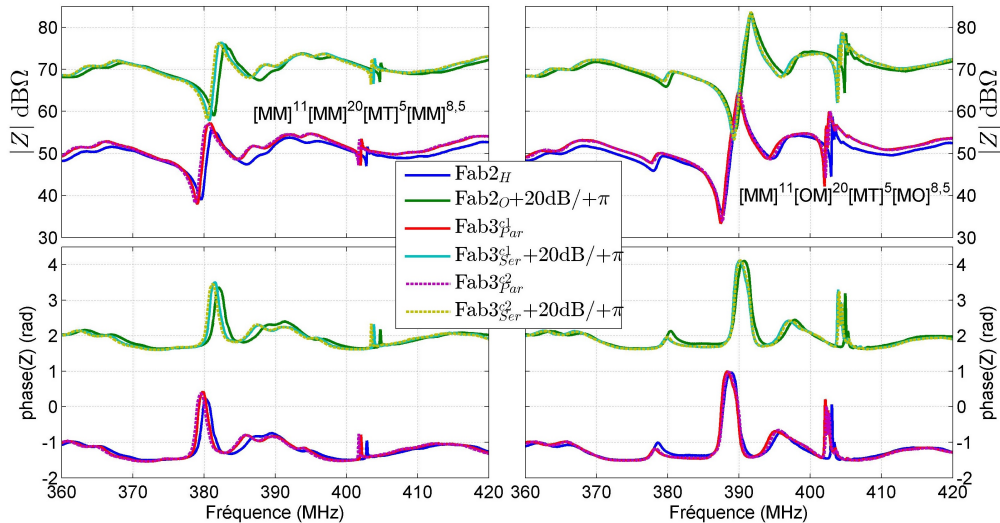


FIGURE 5.29 – Amplitude de l'impédance des différentes versions et itérations des résonateurs  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ .

### 5.4.2.3 Dispositifs 22-40-10 Switch 2

Dans cette section, on présente les résultats de mesure des dispositifs  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . La figure 5.29 présente l'amplitude de l'impédance des résonateurs série et parallèle fabriqués, décalés pour faciliter la lecture. On remarque à nouveau un fonctionnement adéquat de l'homothétie pour décaler le spectre du résonateur parallèle et le comportement attendu du résonateur, la résonance du mode de Rayleigh et celle du mode SH. La figure 5.30 présente la synthèse pour ces cas de connexion qui correspondent à un filtre agile. Ces mesures montrent qu'il est possible de changer la fréquence

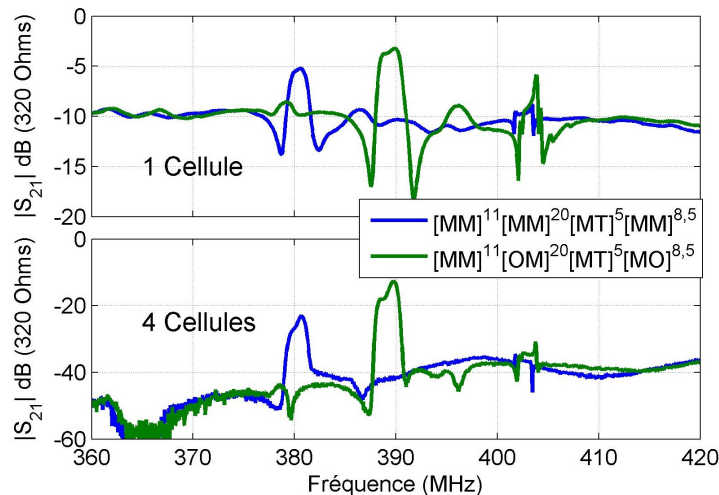


FIGURE 5.30 – Paramètres  $S_{21}$  des deux cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$  des différents filtres fabriqués.

centrale de la bande passante des filtres en échelle en modifiant les conditions électriques des résonateurs des branches série et parallèle en gardant une largeur de bande et des pertes d'insertion similaires pour les deux cas de connexion. La performance du filtre  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  est dégradée par rapport à celle du filtre  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . Ce résultat s'explique par le fait que les résonateurs  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  ont une réponse sensiblement dégradée par rapport au cas  $[MM]^{11}[OM]^{20}[MT]^5[MO]^{8,5}$ . Le saut de la fréquence centrale est d'environ 2,2%.

## 5.5 Réduction du nombre d'interrupteurs du filtre en échelle

La section 5.3 a présenté des structures possibles de filtres en échelle agiles et la démarche à suivre pour les concevoir. Cette partie aborde la question de la réduction du nombre d'interrupteurs nécessaires à la commutation des filtres. Tous les résultats de cette section sont issus de résultats de simulations. On considère le cas d'étude le plus simple, le résonateur qui permet de passer entre les cas de connexion  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$ . En effet, le passage de l'un à l'autre ne nécessite de commuter qu'un seul groupe d'électrodes (figure 5.7). On utilisera la matrice d'admittance calculée par élément finis pour faire les calculs dans cette section. La figure 5.31 présente le schéma circuit du résonateur. Pour considérer la connexion

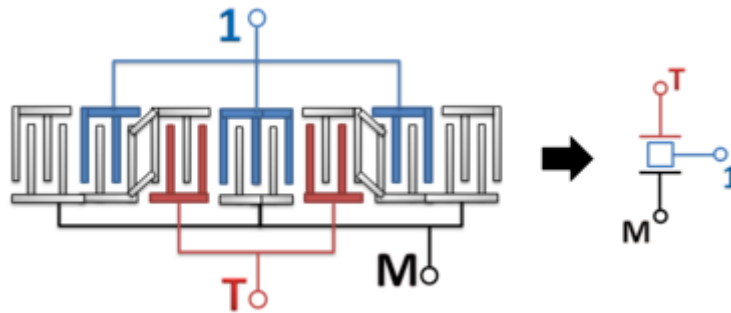


FIGURE 5.31 – Schéma du résonateur qui permet de passer entre les cas  $[MM]^{11}[MM]^{20}[MT]^5[MM]^{8,5}$  et  $[MM]^{11}[1M]^{20}[MT]^5[1M]^{8,5}$  et son schéma circuit équivalent avec les différents ports explicités.

des différents ports dans la conception du filtre en échelle, une description plus réaliste que celle basée sur l'impédance est nécessaire. Pour ce faire, on reprend la matrice d'admittance calculée au chapitre 4, section 4.4 qui relie les peignes du résonateur à 8 ports (figure 4.8) et on la réduit en faisant des interconnexions de façon à conserver les 3 ports  $T$ ,  $M$  et  $I$  de la figure 5.31.

$$[Y]_{8 \times 8} [V]_{8 \times 8} = [I]_{8 \times 8} \rightarrow \begin{bmatrix} Y_{TT} & Y_{TM} & Y_{TI} \\ Y_{MT} & Y_{MM} & Y_{MI} \\ Y_{IT} & Y_{IM} & Y_{II} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_T \\ V_M \\ V_I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_T \\ I_M \\ I_I \end{bmatrix}. \quad (5.13)$$

Le port  $T$  comprend les peignes 1 et 2, le port  $M$  les peignes 3, 4, 5, 6, et 8, et le port  $I$  les peignes 3 et 7 (figure 4.8). Ces trois ports doivent être considérés pour la conception des cellules en L. La figure 5.32 présente la cellule en L utilisant ce résonateur, avec les deux interrupteurs nécessaires à la commutation entre les deux cas de connexion.

Dans l'étude de ce type de cellule,  $Z$  est le résonateur décrit par la matrice 5.13 dénotée  $Y$ . La matrice  $Y'$  qui décrit le résonateur connecté en parallèle est calculée par homothétie ( $p/p' = 1,0056$ ) de la matrice 5.13. Il est possible de combiner ces deux matrices pour obtenir une matrice décrivant l'ensemble des deux résonateurs. Initialement les ports des résonateurs ne sont pas connectés entre

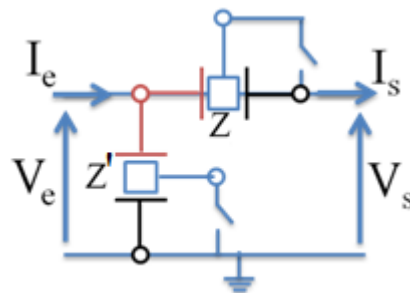


FIGURE 5.32 – Schéma d'une cellule en L utilisant un résonateur à 3 ports avec 2 interrupteurs pour permettre la commutation.

eux. Il est possible de les relier de façon à avoir la cellule en L en utilisant les équations utilisées pour calculer les différents cas de connexion explicités au chapitre 4 (équations 4.6 et 4.10).

Les conditions permettant de retrouver la cellule en L consistent à connecter entre eux les ports  $T$  des deux résonateurs et à mettre à la masse le port  $M$  du résonateur parallèle (chapitre 4, section 4.4).

$$\begin{aligned} V_T = V_T' = V_e, I_e = I_T + I_T' \\ V_M' = 0 \\ V_s = V_M, I_s = I_M. \end{aligned} \quad (5.14)$$

La matrice résultante qu'on appelle  $[Y]_L$  relie les ports d'entrée et de sortie de la cellule ainsi que les ports qui seront utilisés comme interrupteurs pour commuter le filtre.

$$[Y]_L \begin{bmatrix} V_e \\ V_s \\ V_1 \\ V_1' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_e \\ I_s \\ I_1 \\ I_1' \end{bmatrix}. \quad (5.15)$$

Imposer une condition aux deux interrupteurs a pour effet de réduire la matrice à une matrice 2x2 qui relie l'entrée et la sortie de la cellule qui peut être transformée en matrice chaîne avec l'expression 5.16, et ensuite utilisée pour calculer les paramètres S du filtre (il est aussi possible de passer directement entre la matrice d'admittance et des paramètres S [22]).

$$[ABCD] = -\frac{1}{Y_{21}} \begin{bmatrix} Y_{22} & 1 \\ (Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21}) & Y_{11} \end{bmatrix}. \quad (5.16)$$

Dans le cas le plus simple où on utilise un seul interrupteur par résonateur, cette approche est strictement équivalente à la méthode d'analyse précédente. On s'intéresse maintenant aux possibilités de combinaisons de ports non plus à l'intérieur d'un résonateur en particulier, mais entre les différents résonateurs du filtre, dans l'optique de diminuer autant que possible le nombre de groupes indépendants à commuter.

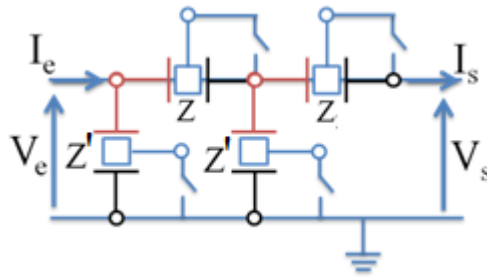


FIGURE 5.33 – Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L utilisant des résonateurs à 3 ports avec interrupteurs pour permettre la commutation.

Pour un filtre en L à une seule cellule (figure 5.32), la seule option est une connexion entre le port de commutation de la branche série et celui de la branche parallèle, mais ce type de lien ne permet pas de garder le bon fonctionnement du filtre (un calcul a été effectué mais la réponse ne présente aucun intérêt). Si l'on passe à un filtre comportant deux cellules en L (figure 5.33), le nombre de possibilités augmente. Plusieurs configurations des ports  $I$  sont possibles. La figure 5.34 présente le schéma de la configuration des interrupteurs notée  $C1$ . Les ports  $I$  des résonateurs des deux branches parallèles du filtre sont connectés ensemble et peuvent être reliés à la masse par un interrupteur. Un interrupteur individuel est conservé pour chaque résonateur série. L'amplitude du paramètre  $S_{21}$  simulé est présentée en figure 5.35 pour une impédance de  $320 \Omega$  dans les cas où tous les interrupteurs sont ouverts ou fermés, à la fois pour la configuration utilisant un interrupteur par

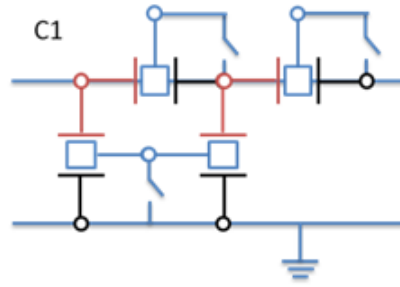


FIGURE 5.34 – Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L configuration *C1*.

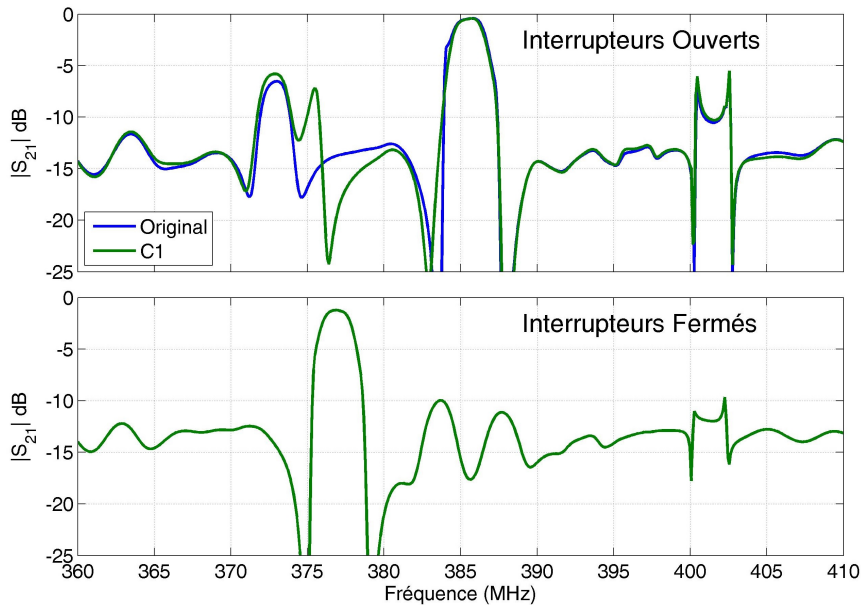


FIGURE 5.35 – Réponse du filtre constitué de deux cellules en L configuration « Original » (un interrupteur par résonateur) et configuration *C1* (figure 5.34).

résonateur (Original) et pour la configuration *C1*. Les deux configurations des interrupteurs ont des réponses identiques quand les interrupteurs sont fermés avec une bande passante centrée sur 377 MHz. Quand tous les interrupteurs sont ouverts, la bande passante est obtenue à 386 MHz avec une largeur réduite de 0,4 MHz par rapport à la configuration fermée. Par ailleurs, dans le cas de la configuration *C1*, la pseudo-bande passante centrée à environ 372,8 MHz présente un maximum légèrement plus élevé de 0,7 dB et une seconde remontée du paramètre  $S_{21}$  jusqu'à -7 dB pour 375,5 MHz. Ailleurs, la réjection hors bande est identique pour les deux configurations.

La figure 5.36 présente le schéma des deux configurations *C2M1* et *C2M2*, où les ports de commutation des résonateurs série (et non ceux des résonateurs parallèles) sont connectés entre eux et reliés par un interrupteur au port d'entrée ou de sortie de la deuxième cellule en L. Les effets de ces connexions sur la réponse du filtre sont présentés à la Figure 5.37. Quand les interrupteurs sont ouverts, les configurations *C2M1* et *C2M2* sont équivalentes et les paramètres  $S_{21}$  correspondants sont donc désignés par la légende *C2* sur la figure. Que les interrupteurs soient ouverts ou fermés, une réduction de la réjection hors bande comprise entre -2 dB et -5 dB est observée par rapport au cas initial. Cet effet est caractéristique d'une réduction de la capacité statique de la branche série par rapport à la branche parallèle.

On retrouve une largeur de la bande passante légèrement réduite et une remontée du paramètre  $S_{21}$  supplémentaire au niveau de la pseudo-bande passante à 372,9 MHz lorsque les interrupteurs sont ouverts. Cette remontée intervient pour une gamme de fréquences étendue par rapport au cas *C1*, avec un paramètre  $S_{21}$  supérieur à -4,8 dB entre 375 et 378,4 MHz. Les

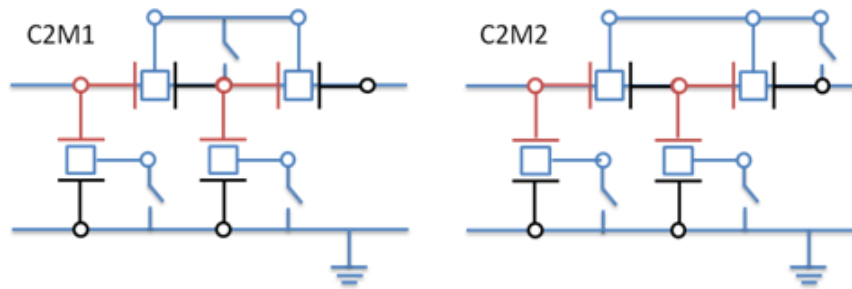


FIGURE 5.36 – Schéma d'un filtre constitué de deux cellules en L pour les configurations C2M2 et C2M3.

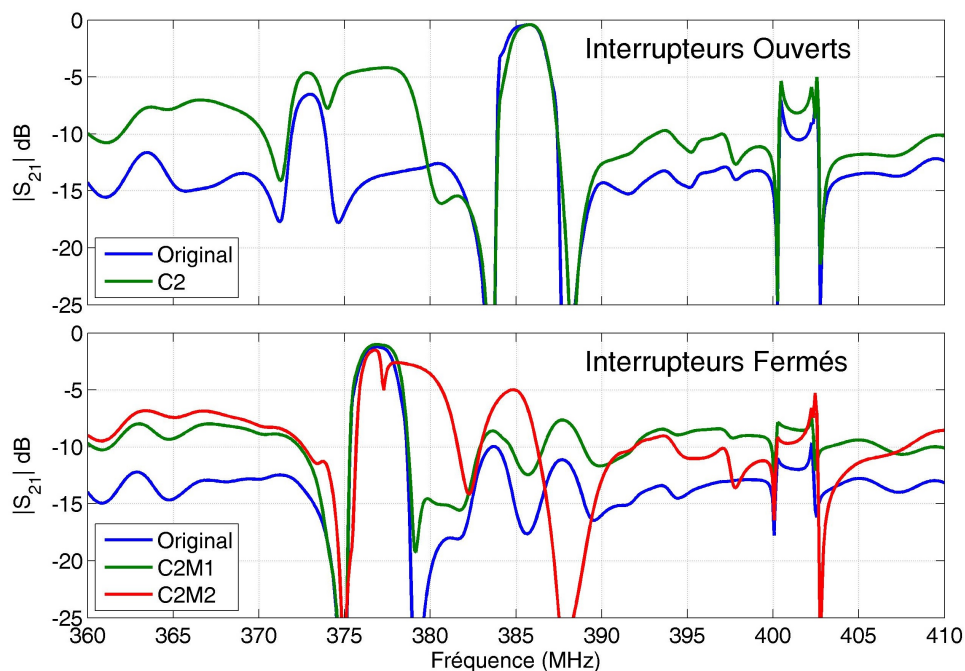


FIGURE 5.37 – Réponse du filtre constitué de deux cellules en L configuration « Original », et configurations C2.

perles d'insertion de la bande passante sont de -0.41 dB. Quand les interrupteurs sont fermés, on retrouve pour la configuration C2M1 une bande passante basse fréquence centrée sur environ 376,9 MHz avec pertes d'insertion d'environ -1,01 dB, soit une différence de l'ordre de 3 dB par rapport à la pseudo-bande passante avec les interrupteurs ouverts. Bien que la performance ne soit pas optimale, la configuration C2M1 permet de réduire le nombre d'interrupteurs à 3 par paire de cellules au lieu de 4. Une optimisation est également possible pour minimiser ces problèmes. Pour la configuration C2M2, la réponse est fortement modifiée par rapport à la bande passante basse fréquence du cas original. Les pertes d'insertion sont plus élevées, la bande plus large et la variation du paramètre  $S_{21}$  irrégulière dans la bande passante. De plus, la bande passante haute fréquence est toujours présente bien qu'atténuée. Globalement, il apparaît que la prise en compte des interrupteurs et de la connectique ajoute une dimension supplémentaire pour l'optimisation du filtre et peut apporter des résultats intéressants en termes de modification de la fréquence centrale et de largeur des bandes passantes. Par ailleurs, une optimisation simultanée des différents résonateurs peut être envisagée pour éviter les pseudo-bandes passantes tout en réduisant le nombre d'interrupteurs nécessaire. Enfin, on peut souligner que cette section n'a abordé qu'un cas simple de filtre à 2 cellules, et que le nombre d'interconnexions envisageables augmente rapidement avec des filtres en échelle plus longs.

## 5.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a permis d'établir la méthodologie de base pour calculer la réponse de filtres agiles en échelle en utilisant la réponse des résonateurs agiles simulés aux chapitres précédents. À partir de propriétés d'homothétie, des filtres en échelle agiles basés sur la commutation de l'état électrique des électrodes des différents résonateurs ont été conçus. La méthode choisie pour étudier les cellules permet de rechercher des bandes passantes indépendamment de leur impédance optimale, puis de mettre en cascade plusieurs cellules pour atteindre les performances souhaitées. Les résultats aussi bien numériques qu'expérimentaux montrent qu'un saut de la fréquence centrale de la bande passante égal à ceux relevés pour les résonances des résonateurs utilisés est possible, soit un saut de fréquence d'environ 2,2%. Pour les deux filtres fabriqués, le paramètre  $S_{21}$  dans la bande passante et la réjection hors bande restent assez similaires pour chaque condition électrique. Pour garder la réponse du filtre égale pour les deux conditions électriques il serait nécessaire d'optimiser la résonance pour les deux cas de connexion des résonateurs simultanément. Plusieurs méthodes pour augmenter la réjection hors bande des filtres ont également été proposées et évaluées, reposant notamment sur une modification des ouvertures acoustiques des résonateurs série et parallèle. Différentes stratégies de connexion entre les interrupteurs ont été étudiées. Elles permettent de modifier la fréquence de résonance de chaque résonateur. On a montré que ces choix de connexions modifient en général la bande passante mais que certaines configurations (par exemple la configuration *CI* où les interrupteurs des branches parallèles d'un filtre à deux cellules sont connectés entre eux) n'engendrent qu'une faible perturbation. Il est donc souhaitable de prendre en compte la topologie des interrupteurs lors de l'optimisation géométrique des résonateurs pour essayer de réduire le nombre de commutateurs sans trop dégrader la réponse du filtre.



## Chapitre 6

# Nouvelles architectures de résonateurs agiles

### Sommaire

---

6.1	Présentation de la nomenclature pour les divisions des miroirs 4x18 et 6x12 . . .	154
6.2	Modification du transducteur pour améliorer la réponse du résonateur . . . . .	154
6.3	Étude des miroirs divisés en peignes réguliers en fonction de la condition électrique . . . . .	156
6.4	Etude des miroirs divisés en peignes liés en fonction de la condition électrique .	168
6.5	Conclusion . . . . .	173

---

Le but de ce chapitre est de proposer de nouvelles architectures de résonateurs agiles exploitant un contrôle des conditions électriques des miroirs (mises à la masse ou circuits ouverts). Les nouvelles solutions proposées sont étudiées en utilisant la matrice d'admittance présentée dans le chapitre 4, qui donne accès à un nombre très élevé de cas de connexions en imposant des conditions électriques sur les multiples ports définis pour le résonateur. Par ailleurs, dans le chapitre 3, une méthode permettant d'évaluer le coefficient de réflexion des miroirs à partir de la simulation du résonateur simple port a été proposée. Cette méthode permet d'étudier simplement d'une part la réponse des miroirs quasiment indépendamment du transducteur central et, d'autre part, les améliorations possibles du résonateur simple port utilisé pour structurer la bande passante des filtres en L. Dans ce chapitre, ces outils sont utilisés pour rechercher des améliorations possibles de la réponse des résonateurs en modifiant simplement les conditions électriques et la connectique des peignes (sans modification de la géométrie du résonateur). Ils permettent également de mettre en évidence nouvelles bandes de fonctionnement des miroirs pour différentes conditions électriques.

## 6.1 Présentation de la nomenclature pour les divisions des miroirs 4x18 et 6x12

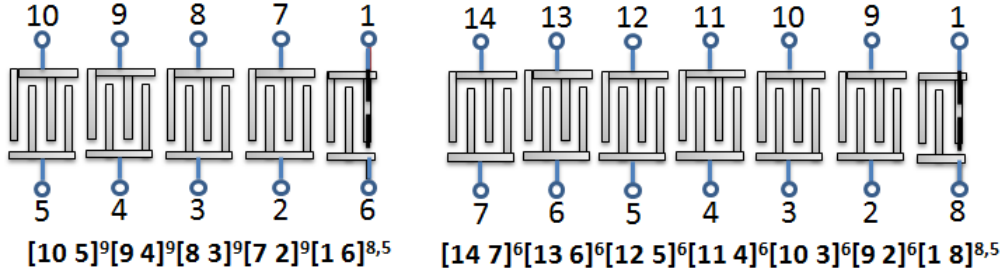


FIGURE 6.1 – Schéma du résonateur divisé en peignes de taille régulière, pouvant être décrit par matrices 10x10 et 14x14 qui relient les différents ports.

Dans le chapitre 4, la réponse du résonateur a été étudiée à partir d'une matrice d'admittance de taille 8x8, deux des ports correspondant aux peignes qui définissent le transducteur, et les six autres aux peignes des miroirs (figure 4.8). Dans la notation utilisée précédemment, ce résonateur est décrit par  $[84]^{11} [73]^{20} [62]^5 [15]^{8,5}$ . Cette partition des électrodes des miroirs est choisie à partir des résultats du chapitre 3 pour permettre de commuter entre deux points de fonctionnement auparavant identifiés pour concevoir des résonateurs agiles. Néanmoins, le nombre différent d'électrodes sur chaque paire de peignes complexifie les réponses fréquentielles et complique l'interprétation des résultats. Par ailleurs, si l'on choisit d'utiliser des peignes avec un nombre plus faible d'électrodes, alors la matrice donne accès à un nombre de cas de connexion plus élevé. On choisit alors de calculer deux nouvelles matrices d'admittance qui correspondent à deux nouvelles partitions des miroirs en peignes. On reprend le résonateur étudié au cours du manuscrit, composé de 72 électrodes dans chaque miroir de part et d'autre du transducteur central, composé de 17 électrodes. Dans le premier cas, on divise les électrodes par paires de peignes constituant des blocs de 18 électrodes : Les 4 blocs de 18 électrodes correspondent aux 72 électrodes des miroirs. Chaque bloc de 18 électrodes est lui-même décomposé en deux peignes de 9 électrodes. Le premier cas est décrit par :  $[10\ 5]^9 [9\ 4]^9 [8\ 3]^9 [7\ 2]^9 [1\ 6]^{8,5}$ .

Un deuxième cas est proposé, composé de groupes de 12 électrodes, ces 6 blocs de 12 électrodes correspondant aux 72 électrodes des miroirs. Chaque bloc de 12 électrodes est lui-même décomposé en deux peignes de 6 électrodes. Ce deuxième cas est décrit par :  $[14\ 7]^6 [13\ 6]^6 [12\ 5]^6 [11\ 4]^6 [10\ 3]^6 [9\ 2]^6 [1\ 8]^{8,5}$ . Ces deux groupements sont schématisés à la figure 6.1. Ils apparaissent comme des résonateurs à respectivement 10 ports et 14 ports.

## 6.2 Modification du transducteur pour améliorer la réponse du résonateur

Cette section vise à améliorer la réponse du résonateur avec un transducteur décentré proposé à la section 4.6.3.1, en modifiant la partition des électrodes du résonateur (nombre plus élevé de doigts pour le transducteur au lieu du miroir). Dans un premier temps, les deux matrices d'admittance (respectivement pour les divisions 4 fois 18 et 6 fois 12) sont utilisées pour étudier les améliorations possibles de la réponse du résonateur simple port pour la condition tout CC qui permet de structurer la réponse basse fréquence des filtres étudiés au Chapitre 5. On cherche ensuite, en utilisant le même principe de résonateur à transducteur décentré, d'avoir une réponse en condition CO améliorée. Les caractéristiques recherchées sont la réduction de l'impédance optimale dans la bande passante d'une cellule en L et l'augmentation de la séparation en fréquence entre la résonance et l'antirésonance pour élargir la bande passante. Pour ce faire, une solution

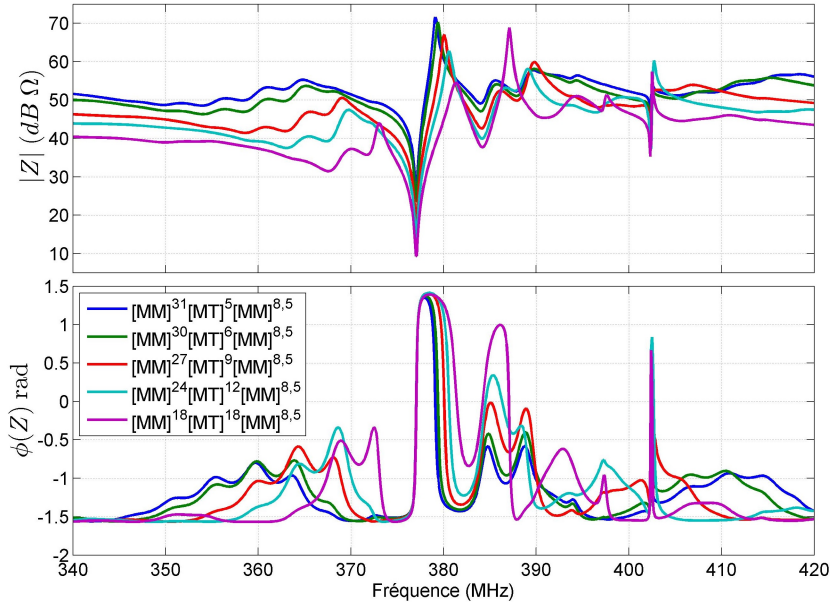


FIGURE 6.2 – Réponse du résonateur avec transducteur décentré pour différents nombres d'électrodes du port d'entrée. Les électrodes des miroirs sont toutes en condition de court-circuit.

possible consiste à augmenter le nombre de doigts du transducteur : initialement égal à 10, le nombre de doigts du transducteur est augmenté, et de la même façon le nombre d'électrodes dans les miroirs est diminué. La figure 6.2 présente la réponse de résonateurs  $[MM]^n[MT]^m[MM]^{8,5}$  pour différentes valeurs de  $n$  et  $m$  telles que  $n + m = 72$ . On remarque que la fréquence de résonance est indépendante du nombre d'électrodes du transducteur et reste constante. En revanche, l'augmentation du nombre d'électrodes du transducteur induit une légère augmentation de la fréquence d'antirésonance et une diminution de la capacité statique, ce qui permet de réduire l'impédance optimale dans la bande.

Pour  $m > 18$  un couplage important du transducteur avec la résonance CO apparaît, caractérisé par une augmentation de la phase entre 385 et 387 MHz. Il existe une valeur optimale de  $m$  pour conserver le bon fonctionnement CC du résonateur tout en réduisant l'impédance. Pour passer au fonctionnement CO, il faut commuter les peignes du miroir et le peigne au centre de la cavité comme discuté au chapitre 4. Pour réduire au maximum le nombre d'interrupteurs nécessaires pour changer la fréquence de fonctionnement du résonateur, il est souhaitable de réduire au maximum le nombre de peignes à commuter via des interconnexions. L'interconnexion du peigne central avec les peignes des miroirs doit être judicieusement choisie comme discuté au chapitre 4. Il faut également éviter les peignes trop larges qui peuvent entrer en résonance et perturber ainsi la réponse électrique du dispositif (section 4.6.2.1). La figure 6.3 présente deux cas de connexion utilisant 12 électrodes actives dans le transducteur et qui permettent de passer de la résonance CC à la résonance CO.

Si on souhaite à utiliser ce résonateur pour réaliser un filtre en L agile utilisant une simple homothétie pour concevoir le résonateur parallèle (également que dans le chapitre 5, section 5.2.1), pour retrouver le facteur d'homothétie on doit s'intéresser à la séparation entre la fréquence de résonance et d'antirésonance pour les deux cas de connexion. Pour le cas  $[MM]^{18}[MM]^{6}[MT]^{12}[MM]^{8,5}$  la séparation est  $\Delta f = 3,6$  MHz alors que pour le cas  $[1M]^{18}[OM]^{6}[MT]^{12}[1M]^{8,5}$  la séparation est de  $\Delta f = 4$  MHz, il est donc difficile d'utiliser une homothétie simple de ce résonateur pour faire un filtre présentant une performance optimale dans les deux conditions électriques. Néanmoins, cet exemple montre les possibilités offertes par la modification des conditions électriques des électrodes.

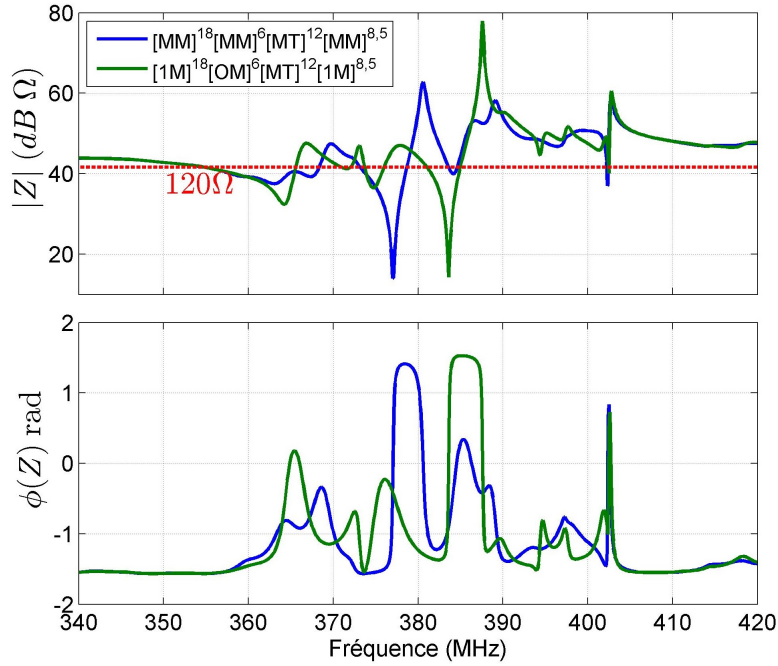


FIGURE 6.3 – Impédance des cas  $[MM]^{18}[MM]^6[MT]^{12}[MM]^{8,5}$  et  $[1M]^{18}[OM]^6[MT]^{12}[1M]^{8,5}$ .

### 6.3 Étude des miroirs divisés en peignes réguliers en fonction de la condition électrique

Cette section propose de coupler deux outils, le calcul du coefficient de réflexion des miroirs à partir de la réponse d'un résonateur simple port (décrit à la section 3.2.3), et la matrice d'admittance, pour calculer la réponse du résonateur pour un nombre important de connexions (présenté à la section 4.4).

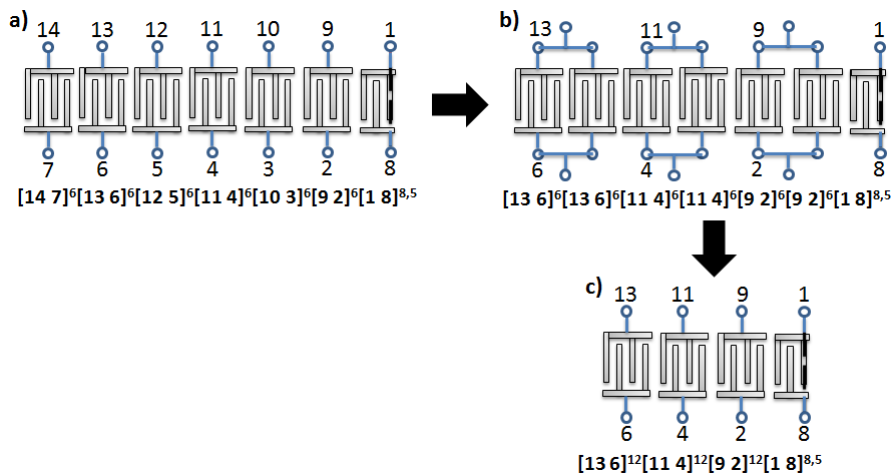


FIGURE 6.4 – Exemple d'interconnexion de peignes des miroirs d'un résonateur à 14 ports pour définir un résonateur à 8 ports. a) Résonateur à 14 ports original, b) Interconnexion pour réduire le nombre de peignes des miroirs, c) Résonateur à 8 ports résultant.

### 6.3.1 Description des groupements d'électrodes en peignes réguliers

Cette section s'intéresse aux miroirs constitués de peignes de tailles régulières en utilisant les matrices d'admittance adaptées à cette configuration. La matrice 14x14 permet d'évaluer la réponse de structures pour lesquelles les miroirs sont divisés en 12 peignes de 6 électrodes chacun (6 paires de peignes, voir figure 6.1 à droite) et également les configurations résultant de l'interconnexion de ces peignes. Par exemple, plusieurs peignes peuvent être interconnectés pour étudier les miroirs divisés en 6 peignes de 12 électrodes chacun (3 paires de peignes) comme schématisé à la figure 6.4. Il est ainsi possible de réduire la matrice pour étudier des miroirs à 2, 4, 6, 8 et 12 peignes ayant un nombre égal d'électrodes. L'étude de la réponse de ces 5 cas de connexion est présentée dans la section suivante.

### 6.3.2 Description des conditions électriques étudiées

Dans un premier temps, la même condition électrique est imposée sur toutes les paires de peignes qui constituent les miroirs avec trois possibilités : la condition CO-CO (figure 6.5 a) où les deux peignes de chaque paire sont mis en potentiel flottant; la condition CC-CO (figure 6.5 b) où pour chaque paire le peigne le plus proche du transducteur est connecté à la masse et l'autre peigne est mis en condition de potentiel flottant; et enfin la condition CO-CC (figure 6.5 c) pour laquelle le peigne le plus éloigné du transducteur de chaque paire est mis en condition CC et l'autre peigne en condition CO. Il est aussi possible de connecter tous les peignes à la masse. Le résultat de cette condition est triviale, le miroir présentent un comportement de miroir CC.

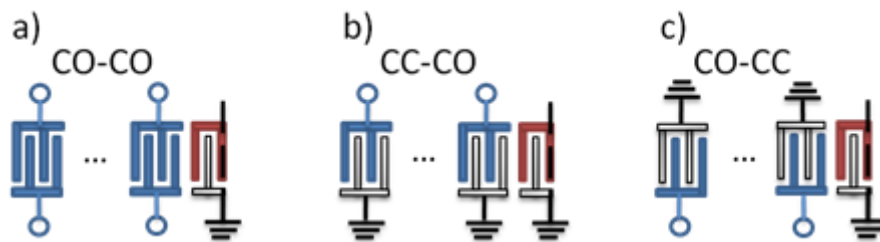


FIGURE 6.5 – Conditions électriques des peignes.

Pour un nombre réduit d'exemples, il apparaît qu'un changement de la condition des peignes entre chaque paire de peignes entraîne un rayonnement d'ondes de volume qui peut être attribué à la présence de différentes zones du miroir. Ce rayonnement d'ondes de volume n'est pas étudié en détail et seules les conditions électriques schématisées sur la figure 6.5, pour lesquelles l'effet est moins présent, sont analysées.

### 6.3.3 Coefficient de réflexion des miroirs

#### 6.3.3.1 Miroirs à deux peignes

La figure 6.6 présente le coefficient de réflexion (calculé suivant le procédé présenté à la section 3.2.3) du miroir divisé en deux peignes (36 électrodes par peigne) pour les différentes conditions électriques, calculé par éléments finis. La réponse pour les différentes conditions électriques a été décalée artificiellement pour faciliter la lecture. On affiche aussi le coefficient de réflexion du miroir CC comme référence.

Comme dans le cas des comparaisons faites au chapitre 3 (section 3.3.1), on peut remarquer que, dans les cas de connexion avec peignes en CC, le coefficient  $\Gamma$  (le coefficient de réflexion défini en section 3.2.3) représente la réponse du miroir uniquement dans la bande de bon fonctionnement du transducteur entre environ 360 et 410 MHz. Dans cette bande, la réponse du miroir est très

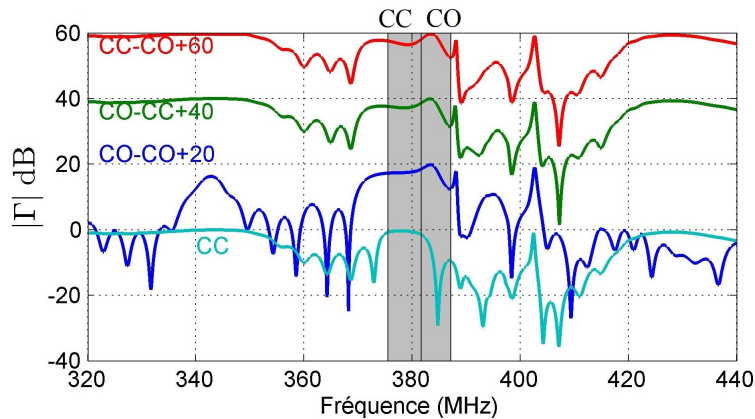


FIGURE 6.6 – Amplitude du coefficient de réflexion des miroirs divisés en deux peignes calculés par EF pour différentes conditions électriques. Les sections grisées marquent la bande interdite tout CC et la bande interdite CO.

similaire pour les trois cas de connexion CO-CC, CC-CO et CO-CO. Ceci est en bon accord avec les résultats du chapitre 4 qui montrent que si les potentiels des deux peignes qui forment une paire sont différents, alors la paire de peignes a un comportement similaire. La bande de fonctionnement des miroirs se situe entre 372,8 et 388,2 MHz et présente cependant des légères différences entre les trois cas de connexion probablement à cause des effets localisés aux interfaces entre les différentes paires de peignes.  $|\Gamma|$  est inférieur à -3 dB en dehors de cette bande. La gamme de fonctionnement du miroir est très large, plus large même que la taille des deux bandes interdites. Dans la moitié inférieure de la bande, la valeur de  $|\Gamma|$  est réduite par rapport au cas tout CC (environ -2 dB dans la bande) et dans la moitié supérieure l'évolution en fréquence de  $|\Gamma|$  est peu régulière avec en particulier une chute à -7,5 dB pour une fréquence de 386,6 MHz. La bande est donc large mais non optimale du fait de l'atténuation et de l'évolution irrégulière en fréquence. Dans le cas CO-CO, on retrouve la remontée de  $|\Gamma|$  causée par les effets électrostatiques à 345 MHz déjà discutée au chapitre 3. On observe également la remontée de  $|\Gamma|$  due à la résonance SH, et celle centrée sur 395 MHz qui correspond à la bande d'hybridation entre le mode Rayleigh et le mode SH.

### 6.3.3.2 Miroirs à deux, quatre, six, huit et douze peignes

Dans cette section, on compare la réponse des miroirs séparés en 2, 4, 6, 8 et 12 peignes pour la condition CO-CO. La réponse des miroirs pour les conditions CO-CO, CC-CO et CO-CC n'étant que marginalement différentes, cette caractérisation de l'évolution de la réponse des miroirs en fonction du nombre de peignes (ou bien nombre d'électrodes par peigne en gardant au total 72 électrodes dans les miroirs) est suffisante. La figure 6.7 présente l'évolution de  $|\Gamma|$  pour les 5 configurations ainsi que le cas tout CC comme référence. Les réponses des miroirs sont décalées artificiellement pour faciliter la lecture.

Pour l'ensemble de courbes, on s'intéresse aux bandes de bon fonctionnement du miroir, c'est-à-dire aux bandes dans lesquelles l'amplitude de  $\Gamma$  est constante et proche de 0 dB.

Dans le cas tout CC, la bande de fonctionnement est centrée dans la bande interdite CC, la fréquence centrale de la bande étant obtenue par la moyenne entre la fréquence du premier zéro à gauche et à droite de la bande. Le premier zéro basse fréquence se trouve à 372,9 MHz et le premier zéro haute fréquence à 384,7 MHz. La bande est donc centrée sur 378,8 MHz, fréquence symbolisée par une ligne noire verticale sur la figure 6.7.

Pour un miroir divisé en 12 peignes, la réponse est caractérisée par un lobe centré sur 384,3 MHz très proche du centre de la bande interdite CO (384,37 MHz) et donc identifiée comme la bande associée à la réflexion de Bragg du miroir. On identifie la fréquence centrale de ce lobe par une ligne verticale en tirets noirs, qui identifie la bande de fonctionnement des miroirs liée à la bande



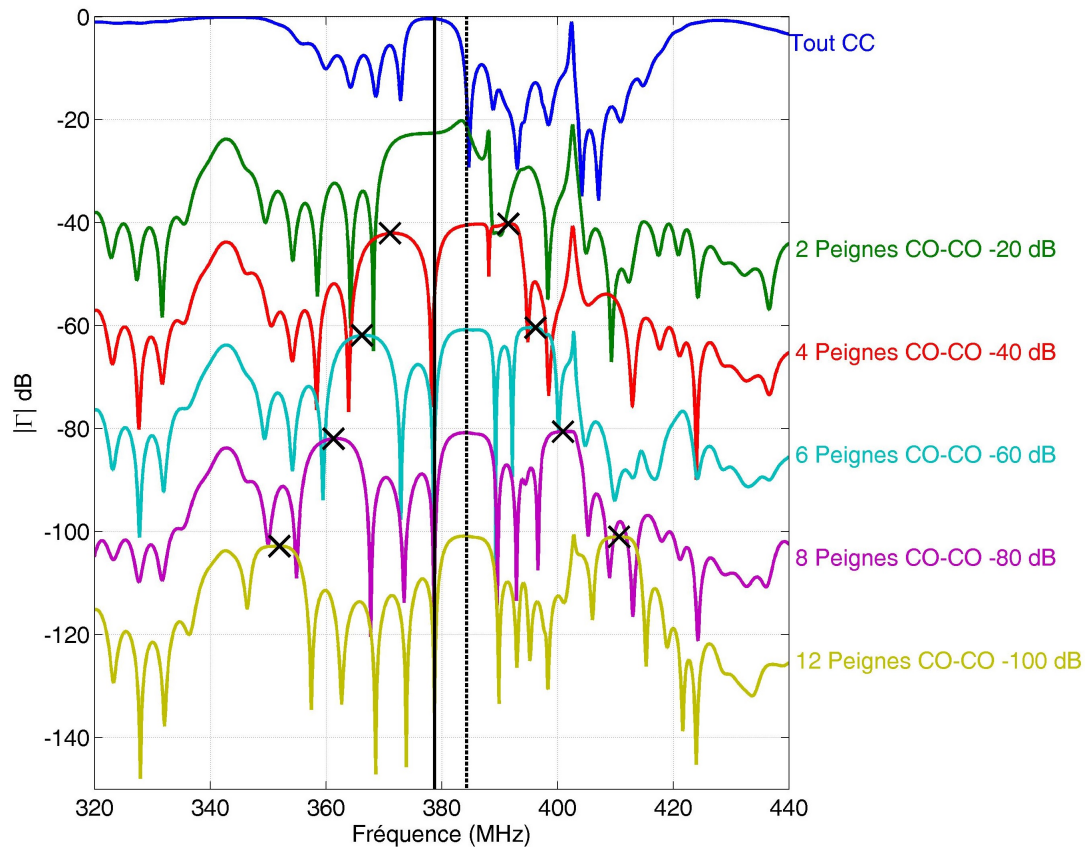


FIGURE 6.7 – Amplitude du coefficient de réflexion des miroirs divisés en 2, 4, 6, 8 et 12 peignes en condition CO-CO.

interdite CO. Sur la figure on remarque pour le miroir divisé en 12 peignes, deux autres bandes de fonctionnement supplémentaires du miroir centrées sur 351,9 et 410,6 MHz, identifiées par des croix noires.

Contrairement aux bandes interdites fractionnaires identifiées dans l'annexe B, ces bandes supplémentaires sont relativement proches de la fréquence des bandes interdites CO et CC. On pourrait ainsi plus aisément envisager la conception d'un transducteur accordable pouvant adresser à la fois la bande originale et ces bandes proches. Pour les cas pour lesquels les miroirs sont divisés en 8, 6 et 4 peignes, ces bandes supplémentaires sont également présentes (une centrée sur une fréquence inférieure à la fréquence centrale de la bande interdite CO et une deuxième centrée sur une fréquence supérieure). On observe que les bandes supplémentaires se rapprochent du centre des bandes interdites CO et CC lorsque le nombre de peignes est réduit (ou, de façon équivalente, lorsque le nombre d'électrodes par peigne augmente).

Pour mieux comprendre l'évolution de la fréquence des bandes supplémentaires, leur fréquence centrale est représentée en fonction du nombre d'électrodes par peigne sur la figure 6.8. La fréquence centrale des bandes à fréquence inférieure à la fréquence centrale de la bande interdite CO est notée  $f_{inf}$  et celle des bandes à fréquence supérieure  $f_{sup}$ . La fréquence centrale de la bande de bon fonctionnement du miroir causée par la bande interdite CO est notée  $f_c^{CO}$  et le nombre d'électrodes par peigne  $N_{(E/P)}$ . L'évolution des rapports  $f_{inf}/f_c^{CO}$  et  $f_{sup}/f_c^{CO}$  peut être décrite par un polynôme en  $N_{(E/P)}$  de degré -1.

Un très bon accord est obtenu entre les points relevés à la figure 6.7 et les polynômes calculés. Il est intéressant de remarquer que la forme de ces polynômes est très simple,  $f/f_c^{CO} = a/N_{(E/P)} + b$  avec  $b \approx 1$ , cela suggère qu'un accord raisonnable pourrait aussi être retrouvé avec une expression encore plus simple du type  $(f - f_{norm})/f_{norm} \approx a/N_{(E/P)}$ . Il serait



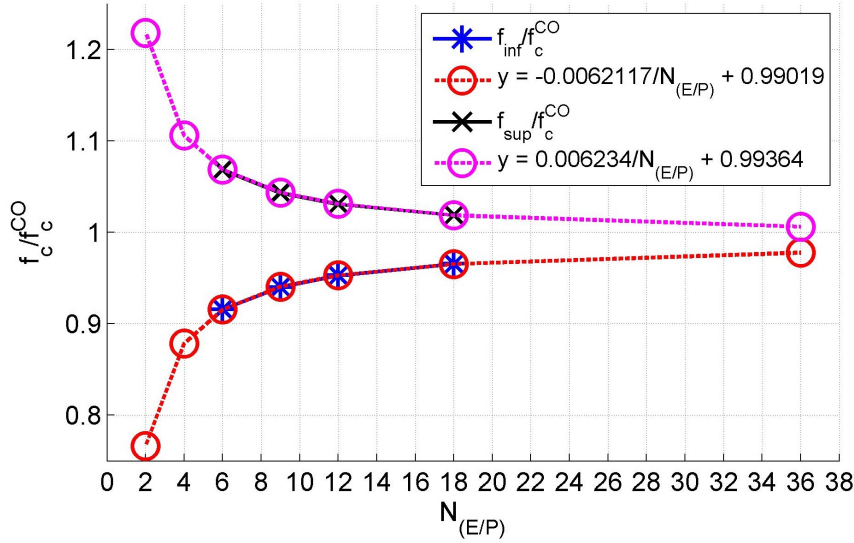


FIGURE 6.8 – Évolution de la fréquence centrale des bandes supplémentaires des miroirs en fonction de  $N_{(E/P)}$ .

intéressant de retrouver d'autres systèmes physiques dont l'évolution peut être représentée par ce type d'expression pour mieux comprendre le phénomène sous-jacent qui est à la racine des lobes supplémentaires ou bien retrouver d'autres systèmes analogues aux miroirs divisés en peignes réguliers. Pour investiguer cela, il faudrait en premier lieu de vérifier que la fréquence centrale des lobes supplémentaires a convergé (i.e. l'ajout de peignes supplémentaires résultant en miroirs à plus de 72 électrodes ne modifie pas les fréquences centrales) et que l'accord entre le polynôme  $(f - f_{norm}) / f_{norm} \approx a / N_{(E/P)}$  et les fréquences centrales des lobes est encore correct. Ces démarches ne sont pas poursuivies dans ce manuscrit. Néanmoins il s'agit d'une perspective intéressante d'un point de vue physique.

En pratique, la représentation des fréquences centrales des lobes supplémentaires par un polynôme permet d'extrapoler les fréquences centrales entre  $N_{(E/P)} = 2$  et 36, valeurs extrêmes pour les miroirs constitués de 72 électrodes. Ces résultats suggèrent qu'il est possible de faire apparaître des bandes de réflexion supplémentaires avec des miroirs SAW divisés en un ensemble de peignes indépendants. Ces bandes de fonctionnement supplémentaire pourraient être utilisées pour concevoir des résonateurs ou d'autres dispositifs SAW agiles. La modélisation par la matrice  $P$  et des calculs par éléments finis supplémentaires seront utilisés dans les sections suivantes pour analyser et mettre en évidence le mécanisme physique sous-jacent à la formation de ces bandes à fort coefficient de réflexion.

### 6.3.3.2.1 Modélisation des bandes supplémentaires par utilisation de la matrice $P$

Dans la modélisation par la matrice  $P$  (section 1.2.5.1), le paramètre  $p_{33}$  (calculé par une simulation éléments finis comme expliqué en section 3.2.2) de la matrice  $P$  des paires de peignes à  $N_{(E/P)} = 6, 9$  et 36 électrodes est présenté à la figure 6.9. L'axe horizontal correspond à l'amplitude du paramètre  $p_{33}$  et l'axe vertical à la fréquence normalisée par  $f_c^{CO}$  pour faciliter la comparaison avec la figure 6.8.

Les croix noires correspondent aux maxima et minima de l'amplitude des paramètres  $p_{33}$ , alors que les lignes pointillées horizontales correspondent aux fréquences centrales  $f_{inf}$  et  $f_{sup}$  pour les différentes valeurs de  $N_{(E/P)}$ . L'accord n'est pas parfait mais les maxima et minima présentent une évolution très similaire à celle de  $f_{sup}$  et  $f_{inf}$  en fonction de  $N_{(E/P)}$  (figure 6.8). Cela suggère que les bandes supplémentaires des miroirs sont associées aux résonance et antirésonance

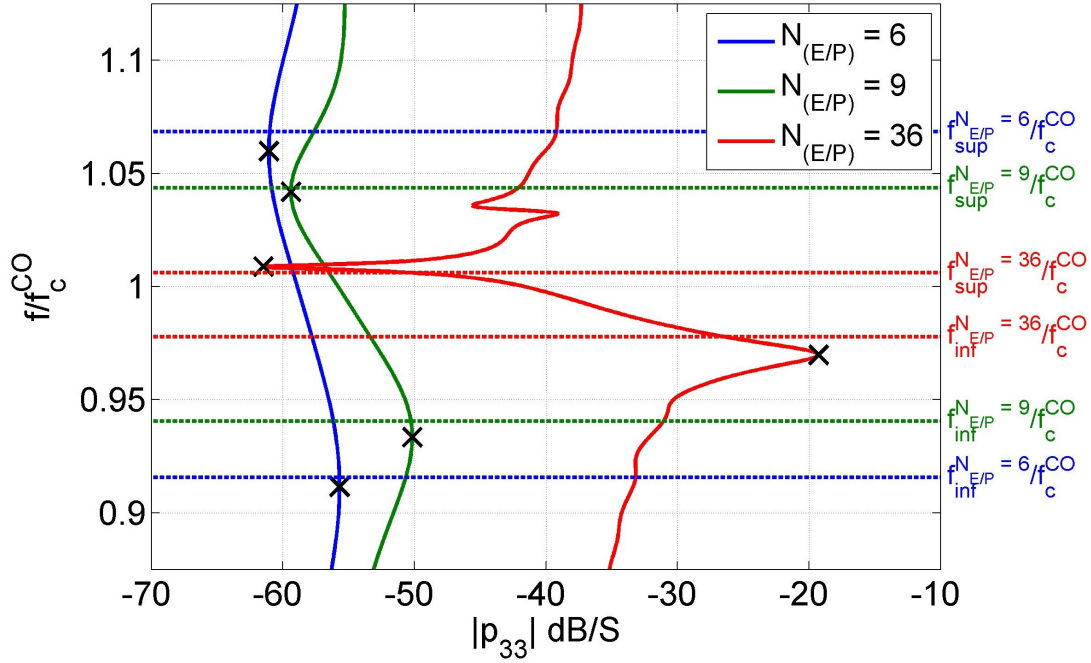


FIGURE 6.9 – Paramètre  $p_{33}$  des paires de peignes à  $N_{(E/P)} = 6, 9$  et  $36$  en fonction de la fréquence normalisée par  $f_c^{CO}$ . Les lignes horizontales marquent les fréquences centrales  $f_{inf}$  et  $f_{sup}$  pour  $N_{(E/P)} = 6, 9$  et  $36$ .

de chaque paire de peignes qui composent les miroirs. Pour vérifier cette hypothèse, on considère la matrice  $P$  (équation 1.16) de la paire de peignes avec  $N_{(E/P)} = 36$ . En suivant la méthode décrite au chapitre 3 (section 3.2), il est possible de calculer les paramètres de la matrice représentant les peignes qui composent les miroirs si on considère la paire de peignes en condition CC-CO. Le paramètre  $p_{33}$  utilisé est celui de la figure 6.9. Pour retrouver la réponse du miroir, une condition de potentiel flottant (c'est-à-dire de courant nul,  $I = 0$ ) est imposée sur la matrice  $P$  de la paire de peignes (équation 1.16). L'expression obtenue s'écrit :

$$\begin{bmatrix} U_-(0) \\ U_+(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} - \frac{\chi p_{13}^2}{p_{33}} & p_{12} - \frac{\chi p_{13}^2}{p_{33}} \\ p_{12} - \frac{\chi p_{13}^2}{p_{33}} & p_{22} - \frac{\chi p_{13}^2}{p_{33}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_+(0) \\ U_-(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} - \frac{Re(p_{33})}{p_{33}} e^{j\phi_+} & p_{12} - \frac{Re(p_{33})}{p_{33}} e^{j\phi_+} \\ p_{12} - \frac{Re(p_{33})}{p_{33}} e^{j\phi_+} & p_{22} - \frac{Re(p_{33})}{p_{33}} e^{j\phi_+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_+(0) \\ U_-(L) \end{bmatrix}. \quad (6.1)$$

Cette matrice représente la relation entre les ondes entrantes et sortantes des deux ports acoustiques (figure 1.23) d'une paire de peignes en condition CC-CO. Utilisant les relations A.21, il est possible de mettre ces matrices en cascade pour calculer la réponse d'un miroir divisé en paires de peignes comme ceux qui sont étudiés dans ce chapitre. On peut identifier le coefficient de réflexion qui relie l'onde entrante et réfléchi au niveau des deux ports acoustiques (figure 1.23) aux éléments de la diagonale principale de la matrice. On notera  $p_{11}^{CO}$  le coefficient de réflexion calculé de cette façon (il correspond au coefficient de réflexion d'une paire de peignes en condition CC-CO) pour le différentiel du paramètre  $p_{11}$  (calculé directement avec les relations résultantes des équations COM, équations A.19) et de  $\Gamma$  (extrait de la réponse du résonateur simple port, procédure dans la section 3.2.3).

La figure 6.10 compare le coefficient de réflexion du miroir à 2 peignes CO-CO (calcul EF déjà présenté en figure 6.6) au coefficient de réflexion  $p_{11}^{CO}$  résultant de l'utilisation de la matrice  $P$  d'une paire de peignes CC-CO. Il n'est pas nécessaire de faire la cascade de matrices car on étudie une seule paire de peignes. Il est possible de comparer ces deux courbes du fait que le coefficient de réflexion d'un miroir en condition CC-CO ou CO-CO est pratiquement égal.

On obtient un accord raisonnable dans la bande de fonctionnement du miroir. Bien que de légères différences de niveau apparaissent dans la bande  $[372,8, 388,2]$  MHz, le comportement est assez bien représenté par les deux méthodes. La fréquence de résonance liée au mode SH est

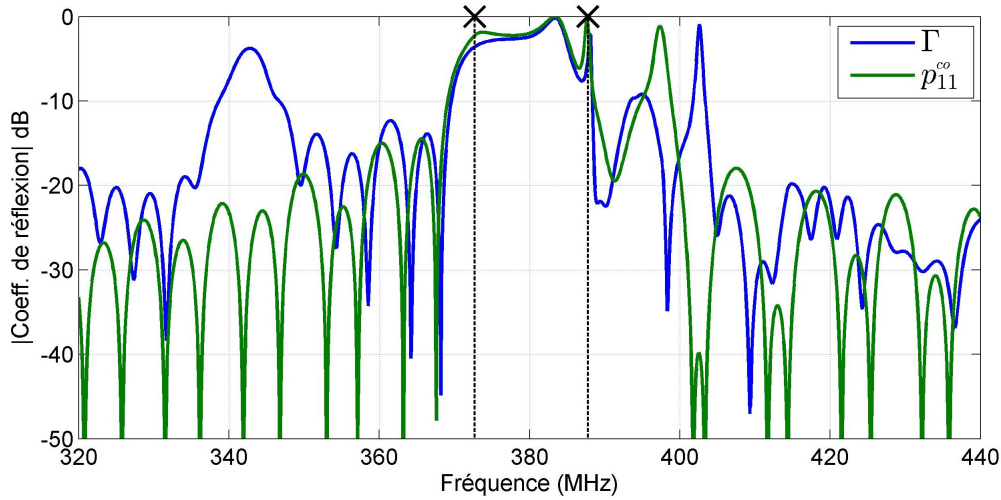


FIGURE 6.10 – Coefficient de réflexion du miroir à 72 électrodes divisé en 2 peignes ( $N_{(E/P)} = 36$ ) en condition CO-CO calculé par EF ( $|\Gamma|$ ) et par utilisation de la matrice  $P$  ( $p_{11}^{co}$ ). Les lignes verticales marquent la fréquence du maxima et minima du paramètre  $p_{33}$  présenté en figure 6.9 et utilisé pour calculer  $p_{11}^{co}$ .

différente dans les deux calculs : pour le calcul de  $\Gamma$ , il est nécessaire d'inclure dans la simulation EF le miroir ainsi que le transducteur et donc, cette fréquence de résonance dépend de la périodicité du miroir et du transducteur (comme expliqué dans la section 3.3.1.1). Pour calculer  $p_{11}^{co}$ , il est nécessaire de calculer le paramètre  $p_{33}$  d'une paire de peignes. Pour ce faire, on modélise seulement le miroir par EF (3.2.2) et donc la fréquence du mode SH ne dépend que de la périodicité des électrodes du miroir. La même comparaison pour le miroir à 72 électrodes, cette fois-ci divisé en peignes de  $N_{(E/P)} = 9$  (figure 6.11 a) et  $N_{(E/P)} = 6$ , est présentée à la figure 6.11 b). Pour ce calcul, la matrice  $P$  d'une seule paire de peignes est calculée et mise en cascade avec d'autres matrices  $P$  identiques jusqu'à atteindre 72 électrodes.

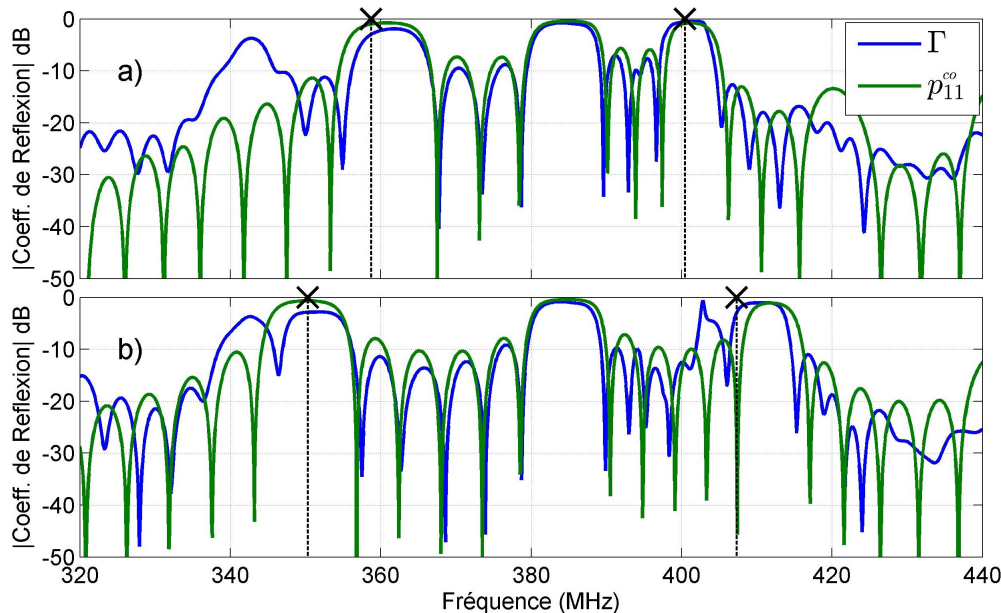


FIGURE 6.11 – Coefficient de réflexion du miroir avec 72 électrodes divisé en 8 ( $N_{(E/P)} = 9$ ; figure 6.11 a) et 12 ( $N_{(E/P)} = 6$ ; figure 6.11 b) peignes en condition CO-CO calculé par EF et par utilisation de la matrice- $P$ . Les lignes verticales marquent la fréquence du maxima et minima du paramètre  $p_{33}$  calculé (figure 6.9).

Sur les deux comparaisons, on observe un très bon accord sur le pic de coefficient de réflexion dans la bande interdite CO. Pour les bandes supplémentaires, leur fréquence centrale est plus éloignée de la bande interdite CO pour  $p_{11}^{co}$  que pour  $|\Gamma|$ . Par ailleurs, les bandes calculées par

EF sont plus étroites que les bandes calculées par utilisation de la matrice P et l'amplitude du coefficient de réflexion est réduite pour la bande inférieure. On attribue ces différences au passage de l'onde entre les différentes paires de peignes, transition qui n'est pas modélisée par l'utilisation de la matrice P et qui peut causer un rayonnement d'ondes de volume entraînant une réduction du module du coefficient de réflexion. Les décalages en fréquence et réductions de l'amplitude du coefficient de réflexion ne sont toutefois pas très importants. La résonance et l'antirésonance des paires de peignes apparaissent comme la cause des bandes supplémentaires de fonctionnement des miroirs. Comme précédemment discuté, la bande originale centrée sur  $f_c^{CO}$  est un résultat des réflexions de Bragg et est localisé dans la bande interdite CO. Néanmoins, le paramètre  $p_{11}$  qui est calculé pour caractériser les transducteurs présente un lobe à fort coefficient de réflexion au centre de la bande interdite CC (section 3.2). Le terme  $e^{j\phi_+} Re(p_{33})/p_{33}$  (équation 6.1) compense la bande du miroir en condition CC et ajoute la bande centrée sur  $f_c^{CO}$ . Ce terme là est aussi à la racine des lobes supplémentaires à fort coefficient de réflexion  $p_{11}^{co}$  présentes sur la figure 6.11, il représente la conversion entre les ondes acoustiques et les variables électriques au niveau de chaque peigne. Il est aussi aisé de remarquer que les lobes supplémentaires sont centrés à fréquences proches des fréquences maximale et minimale du paramètre  $p_{33}$  de chaque paire de peignes qui correspondent à la résonance et antirésonance respectivement.

### 6.3.3.2.2 Mise en évidence de cavités résonantes au sein des miroirs divisés en peignes

Les miroirs divisés en peignes peuvent être vus comme des chaînes de cavités résonantes (chaque paire de peignes) connectées par un guide d'onde (la surface). Aux fréquences des bandes supplémentaires causées par les cavités multiples, l'énergie peut être stockée par les résonances des cavités et ainsi engendrer une résonance de l'ensemble du dispositif. Pour démontrer cette propriété, on cherche à concevoir des résonateurs dont la fréquence de fonctionnement est située dans ces bandes supplémentaires. Le transducteur original avec une période  $p_t = 4,87 \mu\text{m}$  n'est pas bien adapté à cet objectif car sa bande de fonctionnement est centrée sur 380 MHz, une fréquence éloignée des bandes supplémentaires. On conçoit donc un nouveau transducteur dont la bande à forte conductance de rayonnement est centrée à l'intérieur des bandes supplémentaires. Pour cela, on ne modifie que la période du transducteur en conservant l'épaisseur et le rapport de métallisation  $a/p$ . La conductance de rayonnement (3.2.2) des transducteurs obtenus est présentée à la figure 6.12. On réalisera cette démarche pour les miroirs  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  et  $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$  dans les sections suivantes.

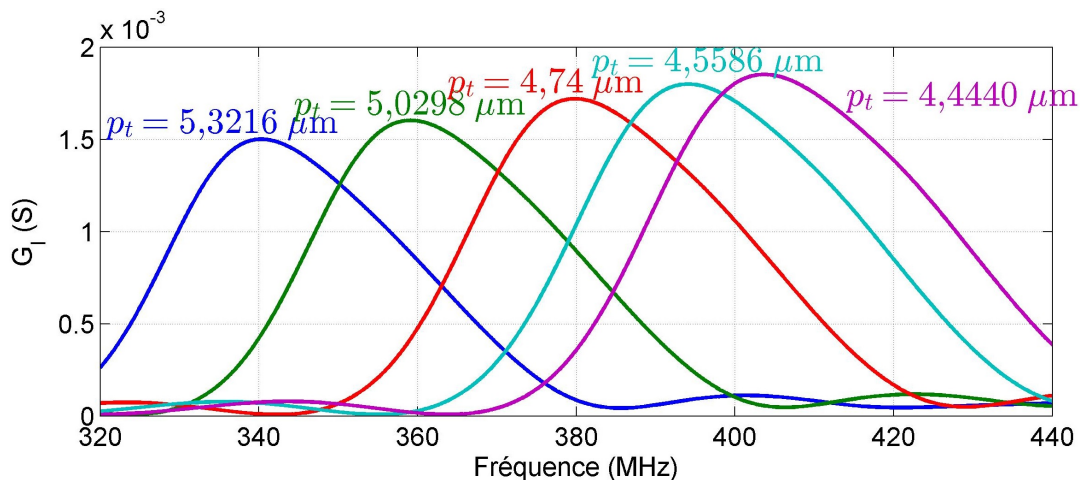


FIGURE 6.12 – Conductance de rayonnement des transducteurs modifiés pour mettre en évidence le stockage d'énergie par les miroirs à multiples cavités résonantes.

### 6.3.3.2.1 Résonateur avec miroirs $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$

Les transducteurs avec  $p_t = 5,3216 \mu\text{m}$  et  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$  permettent d'adresser respectivement les sous-bandes de fonctionnement inférieure et supérieure du miroir  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$ . L'admittance des résonateurs résultants et du résonateur d'origine, ainsi que les coefficients de réflexion des miroirs recalculés à partir de leurs réponses sont présentés à la figure 6.13, pour le miroir  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$ . Les simulations avec les transducteurs modifiés permettent de retrouver les bandes de fonctionnement des miroirs associées à la résonance des peignes (figure 6.13), en très bon accord avec les résultats de la Figure 6.11.

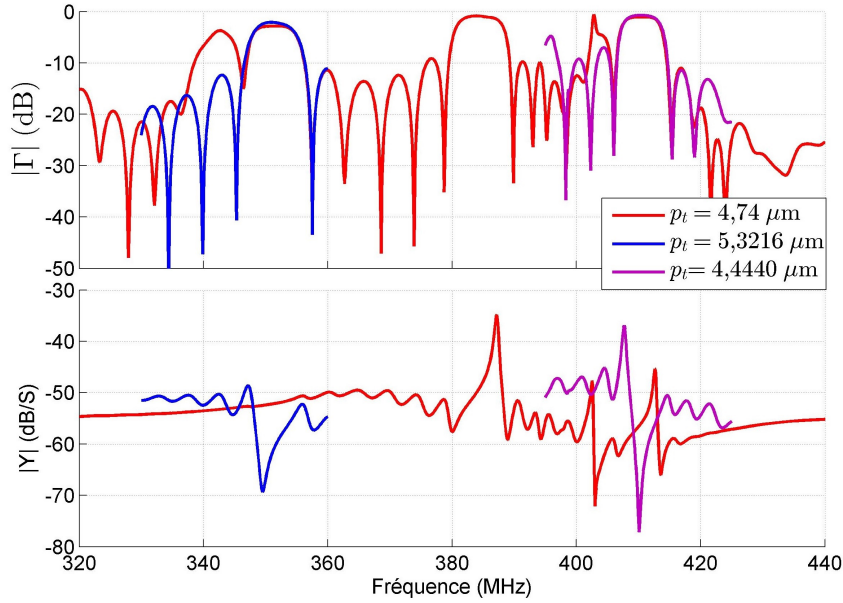


FIGURE 6.13 – Coefficient de réflexion des miroirs  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  et admittance du résonateur pour des transducteurs avec  $p_t = 4,74 \mu\text{m}$ ,  $p_t = 5,3216 \mu\text{m}$  et  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$ .

Sur la courbe d'admittance pour  $p_t = 5,3216 \mu\text{m}$ , on remarque une paire résonance antirésonance avec un faible coefficient de qualité pour 347,2 et 349,5 MHz respectivement. En revanche pour  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$ , la paire résonance antirésonance présente à 407,7 et 410,1 MHz un coefficient de qualité plus élevé. Les valeurs RMS du déplacement à la surface du résonateur avec  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$  en condition de résonance et antirésonance sont présentées à la figure 6.14. On choisit la valeur RMS par simplicité car elle fait partie des variables prédéfinies sur COMSOL pour une simulation fréquentielle. Pour les champs avec une évolution harmonique, la valeur RMS est égale à l'amplitude du champ, la norme du vecteur de déplacement divisée par un facteur  $\sqrt{2}$  (équation 6.2).

$$RMS = \frac{\sqrt{\vec{u} \cdot \vec{u}^*}}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{|u|^2 + |v|^2 + |w|^2}}{\sqrt{2}}. \quad (6.2)$$

Les lignes verticales pointillées délimitent les frontières entre le transducteur et les miroirs ainsi que les frontières entre chaque paire de peignes. Dans la zone de la PML entre  $x = -450 \mu\text{m}$  et  $x = -428,4 \mu\text{m}$ , le champ décroît de façon exponentielle. La zone entre  $x = -428,4 \mu\text{m}$  et  $x = -388,4 \mu\text{m}$  est une zone de substrat sans métallisation dans laquelle l'amplitude des ondes reste constante. Au delà de  $x = -388,4 \mu\text{m}$  se trouvent les métallisations périodiques qui correspondent aux miroirs et au transducteur qui composent le résonateur. À l'intérieur du résonateur, les métallisations produisent une interaction entre les ondes se propageant dans des directions opposées. Dans le cadre de la méthode de couplage de modes, le champ à l'intérieur de la cavité peut être décrit par une enveloppe modulée par un facteur qui cause des oscillations rapides. Au niveau du transducteur, la



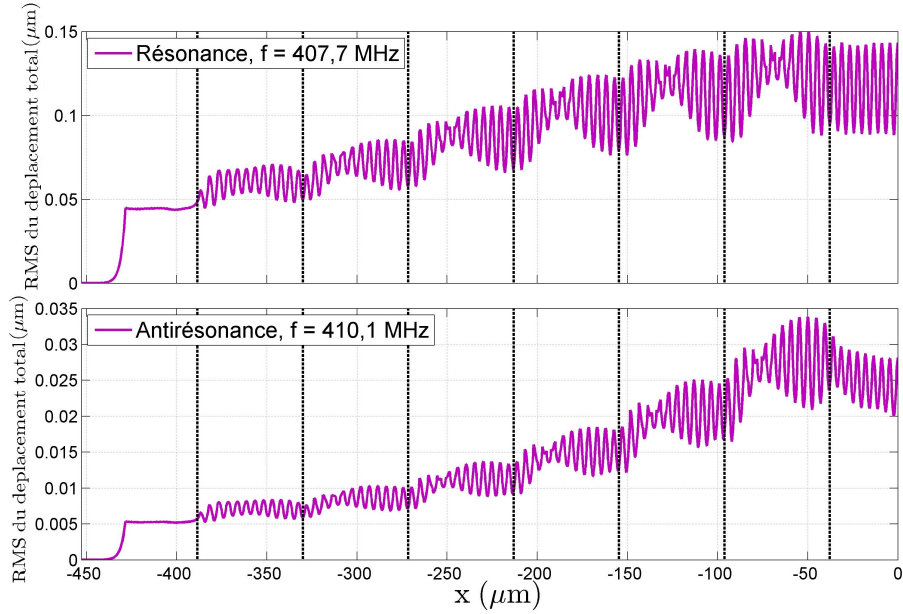


FIGURE 6.14 – Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$  et miroirs  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  aux fréquences de résonance et d'antirésonance (dans la bande centrée sur  $f_{sup}^{N(E/P)=6}$ ).

périodicité est bien respectée, la distance entre  $x = 0$  et le premier sommet étant de  $4,444 \mu\text{m}$ . Bien que la période spatiale des oscillations augmente légèrement en s'éloignant du transducteur, le champ se comporte dans toute la cavité comme une enveloppe modulée par des oscillations de périodicité proche de la période mécanique des électrodes. On remarque clairement pour les deux fréquences des motifs périodiques dans la représentation du champ. Il semble notamment qu'à la résonance, l'enveloppe présente des oscillations dont les maxima se trouvent au centre des peignes et les minima en entrée et sortie de chaque peigne. À l'antirésonance, cette enveloppe semble déphasée spatialement et présente un nœud au centre des peignes. Ces remarques confirment que, pour ce cas, les paires de peignes agissent comme des cavités qui entrent en résonance ou antirésonance et conservent ainsi l'énergie à l'intérieur du résonateur. Le déplacement du résonateur avec  $p_t = 5,3216 \mu\text{m}$ , n'est pas analysé car le faible coefficient de qualité de la résonance ne permet pas d'observer précisément le comportement dans la cavité.

Pour contraster la résonance de la cavité quand on utilise les lobes supplémentaires (figure 6.14)

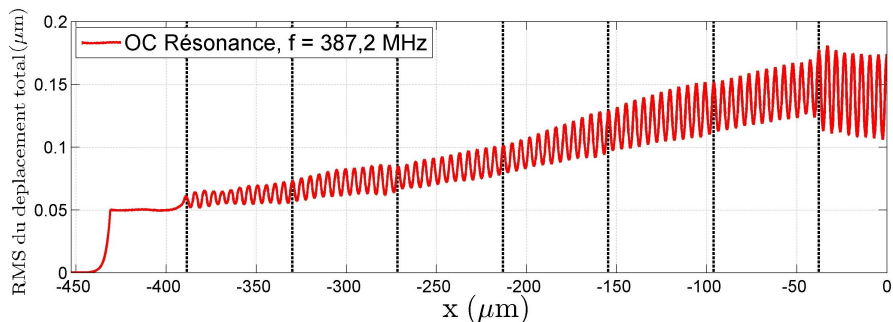


FIGURE 6.15 – Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec  $p_t = 4,74 \mu\text{m}$  et miroirs  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  à la fréquence de résonance 387,2 MHz (dans la bande interdite CO).

avec le cas classique où c'est les réflexions de Bragg qui permettent de confiner l'énergie, la figure 6.15 présente la valeur RMS du déplacement du résonateur avec  $p_t = 4,74 \mu\text{m}$  en condition de résonance (pour une fréquence de 387,2 MHz). Au lieu des motifs de l'enveloppe au niveau des miroirs qui est présente sur la figure 6.14, on remarque une évolution presque linéaire des maxima

et minima de l'enveloppe tout le long du miroir.

### 6.3.3.2.2 Résonateur avec miroirs $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$

Dans cette section, le résonateur étudié est composé de miroirs  $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$  avec  $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$  et  $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$ . La figure 6.16 présente le coefficient de réflexion des miroirs et l'admittance calculée pour ces deux cas.

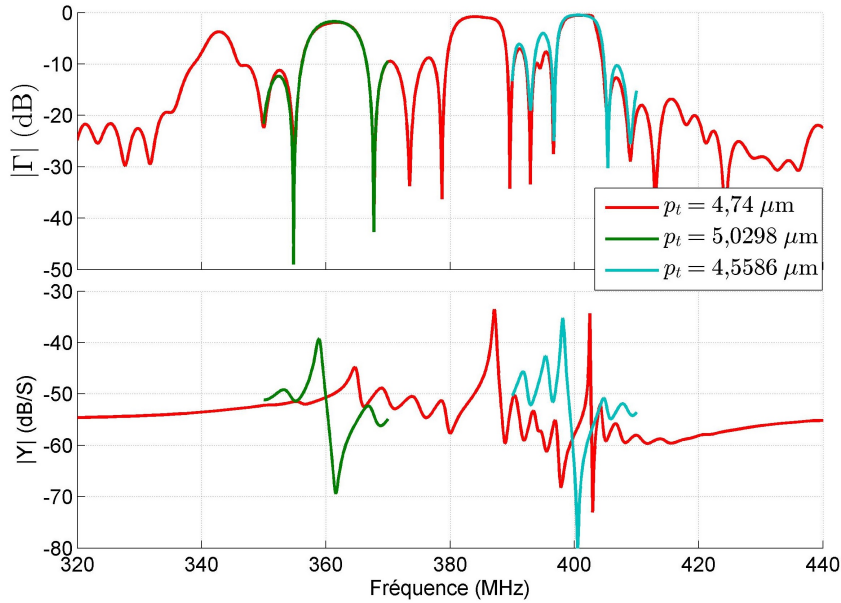


FIGURE 6.16 – Coefficient de réflexion des miroirs  $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$  et admittance du résonateur pour  $p_t = 4,74 \mu\text{m}$ ,  $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$  et  $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$ .

On remarque de nouveau que les coefficients de réflexion  $|\Gamma|$  des miroirs recalculés sur la base des simulations EF avec les différents transducteurs sont en bon accord (comparaison entre  $|\Gamma|$  calculé avec le transducteur original avec  $p_t = 4,74 \mu\text{m}$  et les autres 2). Dans les courbes d'admittance, on vérifie la présence des résonances causées par les bandes supplémentaires des miroirs. La valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur en conditions de résonance et d'antirésonance pour  $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$  sont présentées à la figure 6.17.

À la résonance, le comportement est très similaire à celui du résonateur à miroirs  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  avec  $p_t = 4,444 \mu\text{m}$  (figure 6.14). L'évolution de l'enveloppe est proche de celle de la figure 6.14. La figure 6.18 présente la valeur RMS du déplacement à la surface pour le résonateur avec  $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$ . Cette structure entre en résonance à l'intérieur de la bande supplémentaire inférieure des miroirs  $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$ , contrairement aux figures 6.17 et 6.14 où les résonances sont présentes dans la bande supplémentaire supérieure. Dans les résonances/antirésonances présentes dans la bande supplémentaire haute fréquence, il était nécessaire de regarder les minima des oscillations rapides pour discerner les motifs périodiques de l'enveloppe. Dans le cas de la bande supplémentaire basse fréquence (figure 6.18), ce sont les maxima qui permettent de caractériser l'enveloppe. À la résonance, l'enveloppe présente comme précédemment une multitude d'ondulations dont les maxima se trouvent aux interfaces entre les paires de peignes. Par contre les minima ne sont pas au centre des peignes mais sont décalés vers le transducteur. À l'antirésonance l'enveloppe évolue de façon très similaire.

Pour obtenir plus de détails sur la nature et la forme des modes des paires des peignes, il serait souhaitable d'étudier le contenu spectral du champ à l'intérieur du résonateur ou de filtrer les oscillations rapides de l'amplitude du déplacement afin d'étudier le champ de vibration au niveau des cavités individuelles.



Cette étude a permis de mettre en évidence le mécanisme permettant d'ajouter des bandes de fonctionnement du miroir autres que la bande de fonctionnement liée à la dispersion de Bragg. Ce mécanisme pourra être utilisé pour concevoir des dispositifs SAW. Ainsi on fera dans la section suivante l'étude du coefficient de réflexion des miroirs avec des connexions électriques plus complexes.

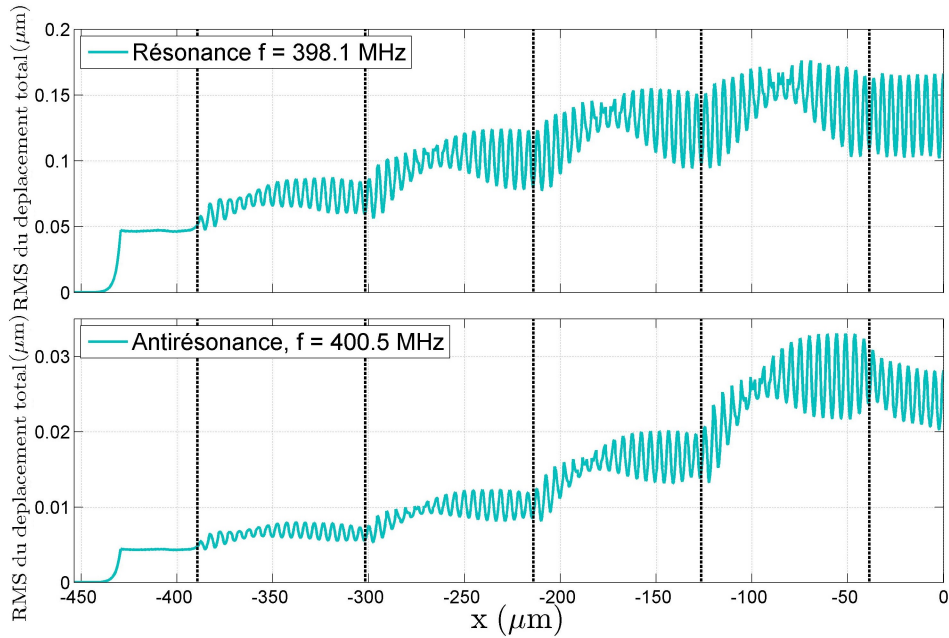


FIGURE 6.17 – Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec  $p_t = 4,5586 \mu\text{m}$  et miroirs  $[OO]^9[OO]^9[OO]^9[OO]^9$  en résonance et antirésonance (dans la bande centrée sur  $f_{sup}^{N(E/P) = 9}$ ).

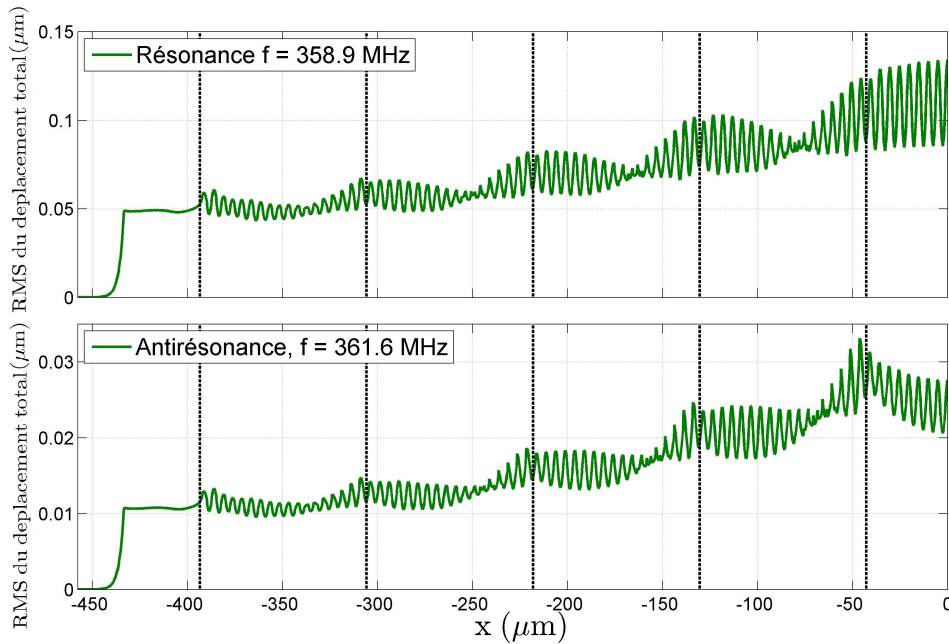


FIGURE 6.18 – Valeur RMS du déplacement à la surface du résonateur avec  $p_t = 5,0298 \mu\text{m}$  en résonance et antirésonance (dans la bande centrée sur  $f_{inf}^{N(E/P) = 6}$ ).

## 6.4 Etude des miroirs divisés en peignes liés en fonction de la condition électrique

### 6.4.1 Groupement d'électrodes par peignes liés

Les groupements des électrodes en peignes réguliers ont été étudiés dans la section 6.3.1 (figure 6.7). Leur étude a montré que la réponse des paires de peignes en tant que cavités résonantes permettait de structurer des bandes supplémentaires, vis-à-vis de la bande liée aux réflexions de Bragg, présentant un fort coefficient de réflexion effectif du miroir. Ce groupement d'électrodes par peignes réguliers n'est pas le seul possible. L'interconnexion de différents peignes qui composent les miroirs permettent d'étudier d'autres groupements plus exotiques. On étudie ici un groupement des électrodes qu'on nommera peignes « liés ». La figure 6.19 présente le schéma possible d'une paire de peignes liés.

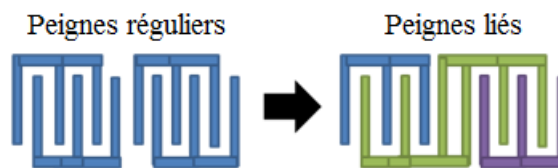


FIGURE 6.19 – Schéma de la formation des peignes liés à partir de deux paires de peignes réguliers.

Pour avoir une paire de peignes liés, deux paires de peignes contiguës sont utilisées avec une interconnexion des peignes « intérieurs ». Le bloc obtenu possède trois groupes d'électrodes. Le peigne central ressemble au transducteur utilisé dans les résonateurs appelés *hiccup* dans la littérature [99]. La seule différence est l'absence d'une séparation supplémentaire entre les deux peignes qui permet de créer une cavité résonante au centre du transducteur dans les résonateurs *hiccup*. Pour décrire la condition électrique des peignes liés, il est nécessaire de préciser l'état électrique des trois groupes avec un total  $2^3 = 8$  différentes combinaisons de conditions électriques. Les différentes configurations de conditions électriques possibles sont schématisées à la figure 6.20 (à l'exception de la configuration où tous les peignes sont connectés à la masse qui est équivalente au cas tout CC).

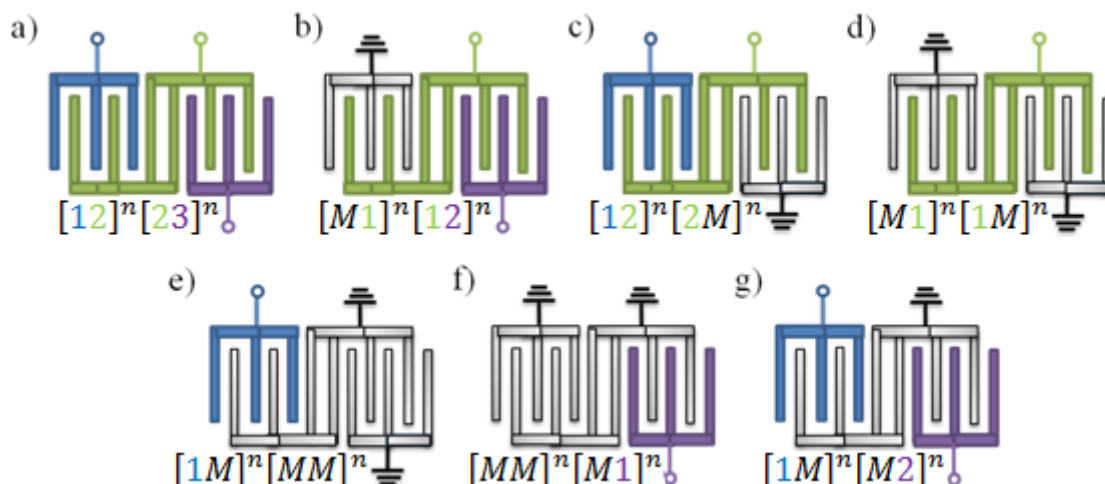


FIGURE 6.20 – Différentes conditions électriques possibles des peignes liés.

Ces configurations peuvent être regroupées en fonction de leurs caractéristiques communes. Les configurations des figures 6.20 a), b), c) et d) mettent en jeu une paire de peignes interconnectés

en potentiel flottant dont la réponse peut être sensiblement différente de celle des miroirs à peignes réguliers. Les combinaisons 6.20 e) et f) sont équivalentes à des miroirs constitués en intercalant des paires de peignes CO-CC suivis par des peignes CC. Finalement la combinaison 6.20 g) est équivalente à un miroir constitué de peignes réguliers en condition CO placés en face de peignes connectés à la masse, sa réponse sera celle de miroirs divisés en peignes réguliers.

### 6.4.1.1 Coefficient de réflexion

#### 6.4.1.1.1 Miroirs à trois peignes liés $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$

Avec la matrice 14x14, il est possible d'étudier les miroirs divisés en trois peignes multi-modes dont les peignes latéraux sont composés de 6 électrodes et le peigne central de 12 électrodes. Avec la notation du chapitre 4.2, on peut décrire chaque peigne lié comme :  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$ , et le miroir  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6[4\ 5]^6[5\ 6]^6[7\ 8]^6[8\ 9]^6$ . L'étude du coefficient de réflexion est réalisée pour les différentes conditions électriques possibles. La figure 6.21 présente le coefficient de réflexion pour les 6 conditions électriques non-triviales identifiées où les lignes verticales indiquent le centre de la bande interdite CC ( $f_c^{BraggCC}$ ), le centre de la bande interdite CO ( $f_c^{BraggCO}$ ), le centre des bandes supplémentaires de fonctionnement du miroir  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  ( $f_c^{N_{E/P}=6}$ ) (figure 6.7) et le centre des bandes supplémentaires de fonctionnement du miroir  $[OO]^{12}[OO]^{12}[OO]^{12}$  ( $f_c^{N_{E/P}=12}$ ) (figure 6.7).

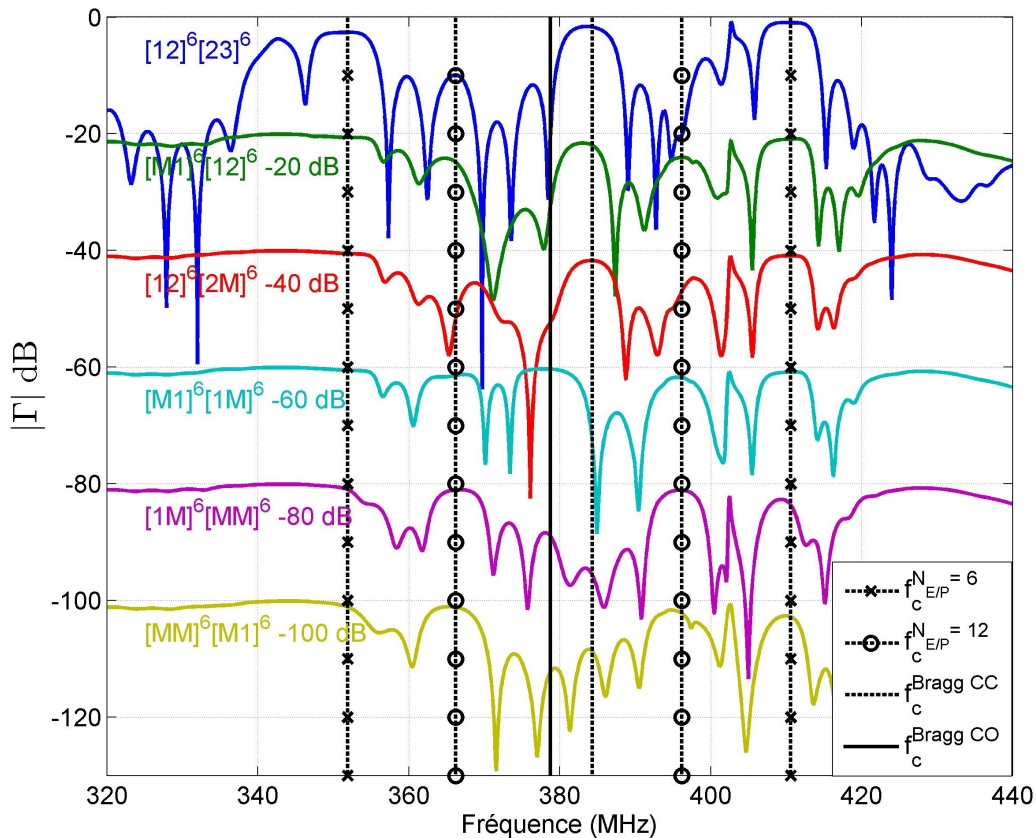


FIGURE 6.21 – Coefficient de réflexion des miroirs  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6[4\ 5]^6[5\ 6]^6[7\ 8]^6[8\ 9]^6$  pour les conditions électriques non-triviales identifiées sur la figure 6.20.

- **Cas  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$ ,  $[M1]^6[1\ 2]^6$  et  $[1\ 2]^6[2M]^6$**  : Dans le cas  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$ , on retrouve les bandes de fonctionnement du miroir associées à une partition en 12 peignes réguliers, deux bandes supplémentaires (centrées sur  $f_c^{N_{E/P}=6}$ ) ainsi que la bande CO (centrée sur  $f_c^{BraggCO}$ ). Pour les cas  $[M1]^6[1\ 2]^6$  et  $[1\ 2]^6[2M]^6$ , on retrouve la bande supérieure correspondant à  $N_{E/P} =$

6 alors que la bande inférieure n'est pas observée à cause de la bande de fonctionnement limitée du transducteur. On retrouve aussi la bande CO des miroirs qui est légèrement atténuée par rapport au cas  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$ . Une remontée de  $|\Gamma|$  est présente pour les fréquences  $f_c^{N_{E/P}=12}$  avec une valeur du coefficient de réflexion qui reste faible par rapport aux bandes de fonctionnement du miroir. Ces deux cas semblent être des cas intermédiaires entre le fonctionnement  $[1\ 2]^6[2\ 3]^6$  qui est équivalent au cas  $[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6[OO]^6$  et le cas  $[M1]^6[1M]^6$  discuté ci-après.

- **Cas  $[M1]^6[1M]^6$**  : Dans ce cas, la bande de fonctionnement du miroir correspondant à la bande interdite CO, disparaît et une bande de fonctionnement du miroir centrée sur  $f_c^{BraggCC}$  correspondant au fonctionnement CC du miroir apparaît. On retrouve par ailleurs les bandes de fonctionnement des miroirs avec peignes réguliers avec  $N_{E/P} = 6$  et  $N_{E/P} = 12$ . Ces peignes présentent en même temps les résonances et les antirésonances correspondant aux deux cas.
- **Cas  $[1M]^6[MM]^6$  et  $[MM]^6[M1]^6$**  : Pour ces deux cas, les bandes de fonctionnement du miroir centrées en  $f_c^{N_{E/P}=6}$  et  $f_c^{N_{E/P}=12}$  sont présentes mais pas la bande de fonctionnement du miroir correspondant à la bande interdite CC, ni celle correspondant à la bande interdite CO. Ces deux cas correspondent à des miroirs constitués de paires de peignes en condition CC-CC intercalés avec des paires de peignes en condition CO-CC. Il semble qu'avec ces conditions électriques, les réflexions au niveau de chaque électrode associées aux bandes interdites de Bragg sont absentes. Dans cette configuration, une moitié du miroir agit pour ces fréquences comme un miroir en condition CC et l'autre moitié comme un miroir en condition CO. Les tailles des zones CC-CO ([MO]) n'étant que la moitié de la taille complète du miroir, le coefficient de réflexion n'atteint pas une valeur assez élevée pour pouvoir définir une bande de fonctionnement du miroir pour aucune des deux bandes interdites.

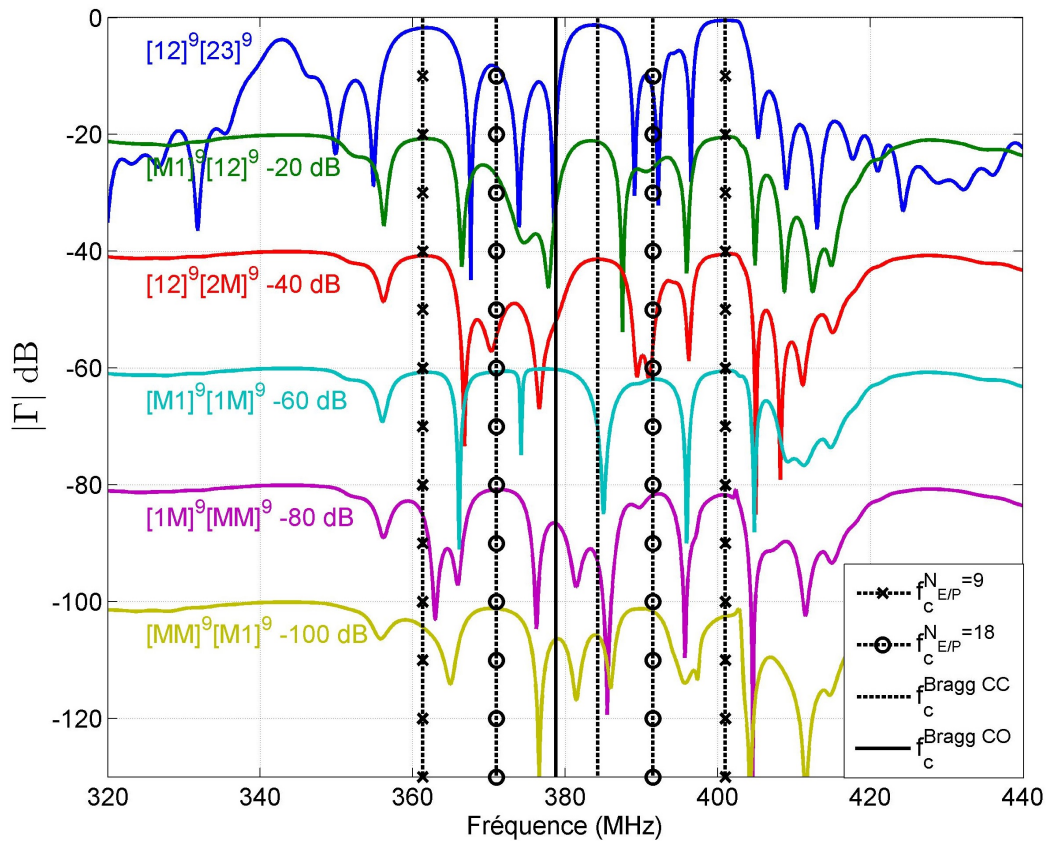


FIGURE 6.22 – Coefficients de réflexion des miroirs  $[1\ 2]^9[2\ 3]^9[4\ 5]^9[5\ 6]^9$  pour les conditions électriques non-triviales identifiées sur la figure 6.20.

### 6.4.1.1.2 Miroirs à deux peignes liés [1 2]<sup>9</sup>[2 3]<sup>9</sup>

Avec la matrice 10x10, il est possible d'étudier les miroirs divisés en 2 peignes liés composés chacun de peignes latéraux de 9 électrodes et d'un peigne central de 18 électrodes. Avec la notation utilisée dans le chapitre 4, un peigne lié peut être décrit comme : [1 2]<sup>9</sup>[2 3]<sup>9</sup> et le miroir [1 2]<sup>9</sup>[2 3]<sup>9</sup>[4 5]<sup>9</sup>[5 6]<sup>9</sup>. La figure 6.22 présente le coefficient de réflexion des miroirs [1 2]<sup>9</sup>[2 3]<sup>9</sup>[4 5]<sup>9</sup>[5 6]<sup>9</sup> pour les 6 conditions électriques non-triviales identifiées à la figure 6.20. Pour les différents cas de connexion, on retrouve le même comportement des miroirs que pour les miroirs à trois peignes liés si l'on remplace les fréquences  $f_c^{N_{E/P}=6}$  et  $f_c^{N_{E/P}=12}$  par  $f_c^{N_{E/P}=9}$  et  $f_c^{N_{E/P}=18}$ . Dans les deux partitions étudiées, les peignes multi-modes en condition CC-CO-CC présentent les bandes supplémentaires correspondant au nombre de doigts du peigne central ainsi qu'au nombre de doigts des peignes latéraux. Pour les miroirs à 2 peignes liés, les fréquences des bandes associées aux résonances sont très proches. Ce résultat suggère qu'il est possible de concevoir par ce moyen des miroirs présentant un fort coefficient de réflexion dans une bande très large ce qui constitue une perspective intéressante.

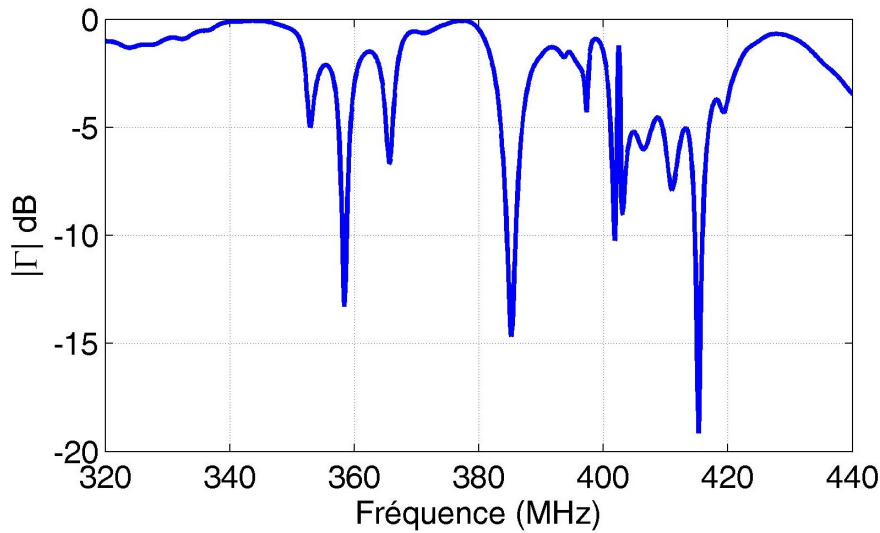


FIGURE 6.23 – Coefficient de réflexion des miroirs  $[M2]^6[2M]^6[M1]^{12}[1M]^{12}$ .

Un exemple de miroir à bande élargie qui utilise des peignes liés est le miroir  $[M2]^6[2M]^6[M1]^{12}[1M]^{12}$ , qui utilise deux peignes liés de tailles différentes. La figure 6.23 présente le coefficient de réflexion résultant. Ce miroir est composé de deux peignes liés de tailles différentes. Le plus proche du centre de la cavité comporte au total 48 électrodes (12 électrodes pour chaque peigne latéral et 24 électrodes pour le peigne central) et l'autre peigne 24 électrodes (6 électrodes pour chaque peigne latéral et 12 électrodes pour le peigne central). La bande à fort coefficient de réflexion principale est centrée sur 375,45 MHz et présente une bande à -3 dB entre environ 366,6 et 382,8 MHz. Cette bande est plus large que les bandes interdites CC ou CO et ne présente pas l'évolution irrégulière de  $|\Gamma|$  donnée par le miroir divisé en 2 peignes à 36 électrodes chacun (figure 6.6).

### 6.4.1.2 Transducteur à peigne lié

Dans la section précédente, les peignes liés ont été étudiés comme une sous-partie des miroirs. Dans cette section, on présentera la réponse électrique des peignes liés (paramètre  $p_{33}$ ), qui est étudiée pour concevoir un transducteur permettant d'exciter des ondes de surface dans deux bandes. La valeur RMS simulée du déplacement en surface d'un peigne lié à 24 électrodes ( $[MT]^6[TM]^6$ ) et la conductance associée sont présentées en fonction de la fréquence à la figure



6.24.

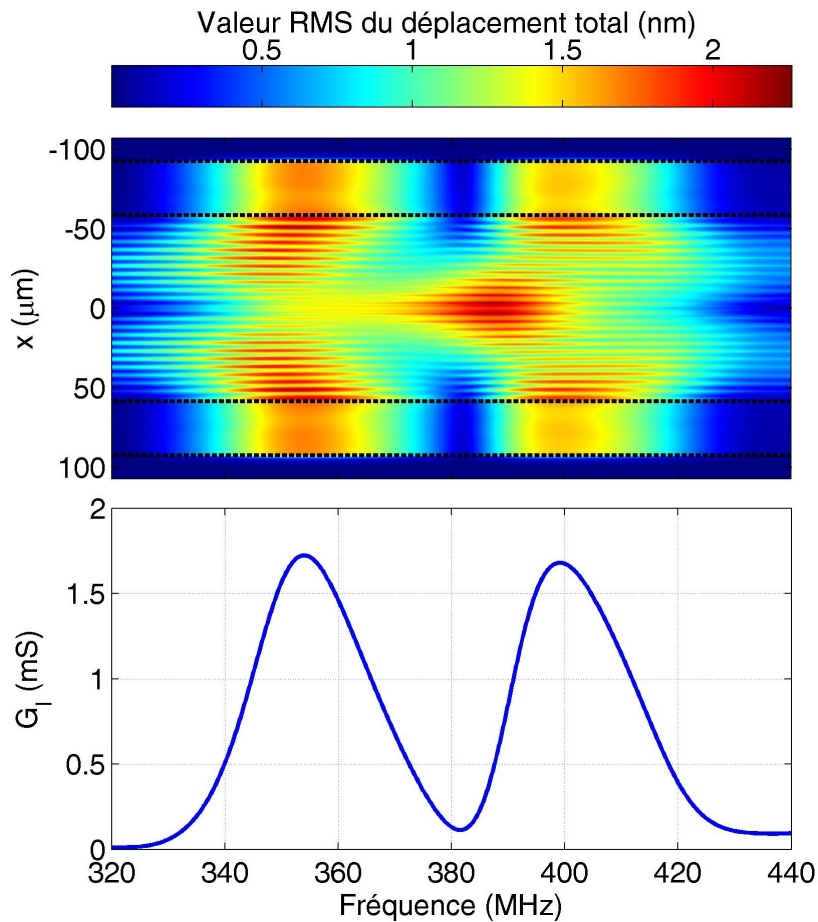


FIGURE 6.24 – Valeur RMS du déplacement à la surface d'un transducteur à peignes liés à 24 électrodes et conductance de rayonnement, calculées par simulation harmonique.

Les lignes horizontales en tirets noirs marquent le passage entre les différentes zones du domaine de simulation. Entre  $x = -92,67$  et  $-58,44 \mu\text{m}$  la surface du substrat n'est pas métallisée. Entre  $-58,44$  et  $58,44 \mu\text{m}$ , le peigne lié est présent. Le champ est symétrique par rapport à  $x = 0$ . Dans les deux bandes de fréquences, le déplacement important dans la zone sans métallisation correspond à l'excitation des ondes de surface par le transducteur. Ces bandes de fréquence sont centrées sur 355 et 400 MHz environ. Pour ces fréquences, la conductance de rayonnement atteint sa valeur maximale. La figure 6.25 présente les mêmes grandeurs pour le peigne lié à 36 électrodes ( $[MT]^9[TM]^9$ )

Par rapport au peigne lié à 24 électrodes, les maxima de la conductance de rayonnement sont plus rapprochés et la valeur maximale est aussi plus élevée. Néanmoins l'évolution du déplacement à la surface est similaire, avec deux bandes de fonctionnement du transducteur centrées sur 361,3 et 391,3 MHz. Ce type de transducteur à peignes liés peut permettre d'adresser un nombre plus important de bandes de fonctionnement du miroir que le transducteur simple mode classique. Des étapes de conception sont encore nécessaires pour avoir un résonateur simple port agile qui exploite ce transducteur à deux bandes de fonctionnement mais les résultats de cette section présentent des voies prometteuses pour la conception de résonateurs SAW agiles.

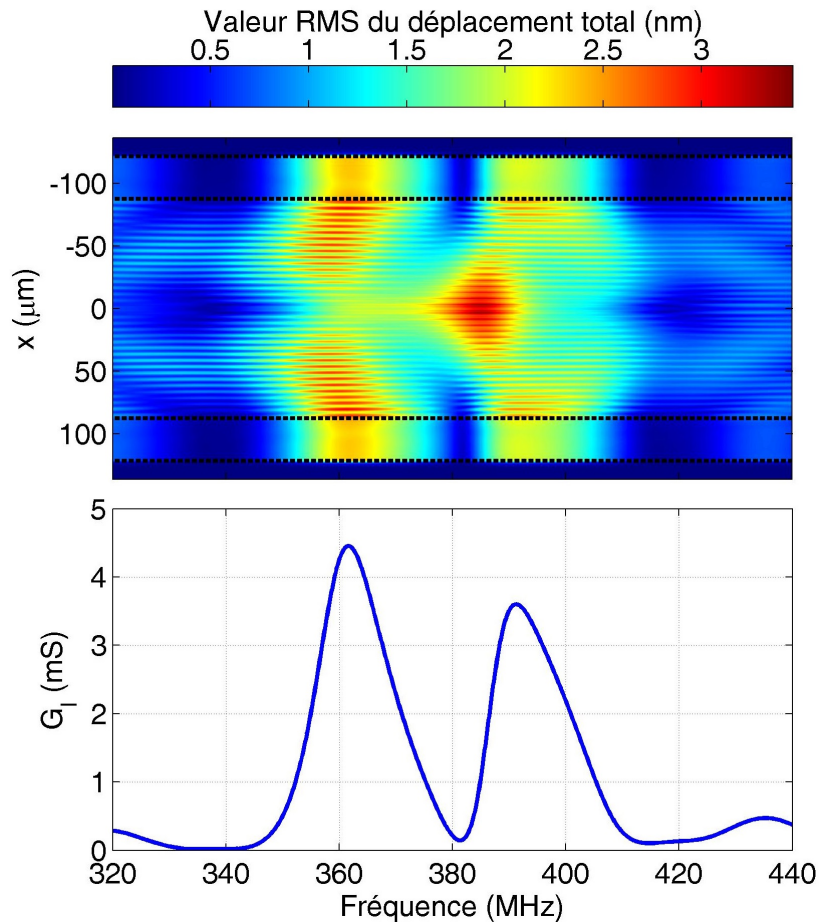


FIGURE 6.25 – Valeur RMS du déplacement à la surface d'un transducteur à peignes liés à 36 électrodes et conductance de rayonnement, calculées par simulation harmonique.

## 6.5 Conclusion

Les matrices d'admittance peuvent être utilisées pour étudier de nouveaux cas de connexion des miroirs. Elles permettent de prendre en compte le regroupement des électrodes des miroirs en peignes à nombres d'électrodes réguliers. Dans ce chapitre, les divisions en 4 peignes de 18 électrodes et en 6 peignes de 12 électrodes ont été particulièrement étudiées. Ces différentes partitions des miroirs peuvent être optimisées pour améliorer les caractéristiques du résonateur : réduction de l'impédance optimale de la bande passante, élargissement de la bande passante des cellules en L en conservant l'agilité, augmentation de la pureté spectrale. Cette approche renforce la méthodologie de conception des résonateurs agiles à une seule résonance présentée au chapitre 4. Concernant les miroirs divisés en peignes, des miroirs avec des bandes à fort coefficient de réflexion basées non pas sur les réflexions de Bragg mais sur la résonance des paires de peignes ont été étudiés. Ces bandes supplémentaires dépendant de la taille des peignes, l'agilité du miroir est déterminée par la taille des peignes choisis et non plus par la différence de fréquence centrale entre les bandes interdites de Bragg CC et CO. Cette approche pourrait ouvrir la voie à des dispositifs à ondes de surface à plusieurs bandes de fonctionnement pour des substrats quelconques. Dans une autre configuration, la bande interdite de Bragg et les bandes liées à la résonance donnent lieu à un miroir à bande de fonctionnement étendue par rapport aux bandes qui n'utilisent qu'un seul des deux mécanismes. Globalement, le placement judicieux des bandes pour lesquelles les miroirs permettent un confinement des ondes dans les résonateurs donne un degré de liberté supplémentaire pour la conception des miroirs et coupleurs qui composent les dispositifs à ondes de surface.



Finale­ment, des transducteurs à deux bandes de fonc­tionnement ont été conçus et analysés. L'association de ces transducteurs à plusieurs bandes de fonc­tionnement avec les miroirs multi-bandes est une solution prometteuse et mériterait des études supplémentaires, en particulier vis-à-vis de la conversion en ondes de volume et des pertes mécaniques et piézoélectriques des matériaux qui seront plus importantes quand le mécanisme principal implique la résonance de cavités multiples plutôt que des réflexions de Bragg. S'il est possible de surmonter ces difficultés (par un choix du substrat/direction de propagation et du matériau des électrodes), les résultats de ce chapitre laissent entrevoir de nouvelles voies à explorer pour la conception de composants à ondes de surface agiles dans les télécommunications.

# Conclusion générale et perspectives

Les travaux menés dans cette thèse ont eu pour but d'utiliser le concept de cristaux phononiques piézoélectriques pour permettre de concevoir des filtres à ondes acoustiques de surface agiles. Ces travaux se situent à l'interface entre deux domaines de recherche intimement corrélés, l'étude de filtres RF à ondes acoustiques de surface, et l'utilisation de cristaux phononiques piézoélectriques pour le contrôle de la propagation des ondes acoustiques, par l'intermédiaire de la modification des conditions électriques sur les métallisations périodiques en contact avec le substrat piézoélectrique.

Après un rappel dans le chapitre 1 des notions de base qui seront utilisées dans la thèse, le chapitre 2 présente le cristal phononique piézoélectrique étudié : un miroir de Bragg constitué de métallisations périodiques (électrodes) en or déposées sur un substrat monocristallin  $\text{LiNbO}_3$  YXl/128°. En particulier, l'évolution d'une part de la taille et d'autre part de la fréquence centrale de la bande interdite entre les deux conditions électriques (condition de court-circuit et circuit ouvert) est décrite. Pour des métallisations plus épaisses, une bande interdite plus large peut être obtenue mais la différence de fréquence est réduite car l'effet de la rupture d'impédance mécanique causée par la présence des électrodes devient plus importante que l'effet du changement de la condition électrique dans la surface du substrat. Les potentialités offertes par des miroirs en conditions flottantes ou en conditions de court circuit sont mises en évidence aussi bien par une analyse modale que par une analyse harmonique, à travers le calcul de l'admittance harmonique. Finalement, une géométrie des électrodes présentant la même largeur de la bande interdite pour les deux conditions électriques, (condition de court-circuit : électrodes connectées à la masse; et potentiel flottant : électrodes sans connexion) est choisie. Ce choix permet de garder un fonctionnement approprié des miroirs de taille finie pour les deux conditions électriques.

L'étape suivante, présentée dans le chapitre 3, consiste à concevoir un dispositif SAW dont la fréquence de résonance peut être modifiée. Le dispositif retenu est un résonateur simple port symétrique, composé d'un transducteur central entouré de deux miroirs de Bragg. Ce type de dispositif est une des briques de base pour réaliser des filtres passe-bande. Le transducteur retenu, modélisé par éléments finis, permet de réaliser un saut de fréquence de résonance en modifiant la condition électrique des miroirs. Les simulations éléments finis ont permis d'étudier la réponse du résonateur en fonction de la condition électrique. Une méthode pour calculer le coefficient de réflexion des miroirs à partir des simulations éléments finis et de la matrice P a aussi été mise en œuvre. Ces simulations ont montré qu'il est possible soit d'avoir un décalage quasi-continu de la fréquence de résonance en modifiant la condition électrique sur les électrodes des miroirs une par une, soit d'avoir un saut de la fréquence de résonance si un nombre assez important d'électrodes est commuté. Finalement, plusieurs résonateurs « figés » dont les miroirs présentent des conditions électriques différentes ont été fabriqués. Les expériences confirment l'existence d'un changement de la fréquence de résonance en fonction de la condition électrique des miroirs d'environ 3%. Une forte atténuation des résonances est présente dans les mesures par rapport aux simulations. Elle est attribuée à des pertes mécaniques dans les métallisations en or. Des décalages des fréquences de résonance par rapport aux simulations ont aussi été constatés. Ils pourraient venir d'une connaissance insuffisamment précise des paramètres matériaux utilisés. Des modifications du résonateur permettant d'améliorer la qualité de la résonance en condition de

potentiel flottant sont discutées. Néanmoins, il a été décidé de conserver la même géométrie, une nouvelle optimisation utilisant des simulations éléments finis étant très chronophage.

La modification individuelle des conditions électriques sur les électrodes du résonateur n'est pas une solution pratiquement réalisable, en raison du nombre important d'interrupteurs requis. Pour permettre une réalisation pratique de résonateurs commutables, le chapitre 4 propose d'interconnecter les électrodes en paires de peignes interdigités de façon à pouvoir commuter un nombre élevé d'électrodes avec un seul interrupteur. Les simulations modales montrent que la bande interdite des miroirs en potentiel flottant est obtenue tant que les peignes face à face présentent un potentiel différent (deux potentiels flottants ou un potentiel flottant et l'autre connecté à la masse). Cette observation permet de simplifier grandement la connectique, tout en conservant l'agilité de la bande interdite.

Dans le chapitre 4, les électrodes des miroirs du résonateur conçu au chapitre 3 sont regroupées en plusieurs peignes. Une méthodologie permettant de calculer rapidement la réponse du résonateur pour différentes conditions électriques des peignes est utilisée pour identifier les cas de connexion permettant de modifier la fréquence de résonance en commutant la condition électrique des peignes. La méthode consiste à calculer une matrice d'admittance qui relie les différents peignes des miroirs et du transducteur au centre. Deux résonateurs sont choisis. Le premier résonateur (avec une division appelée 22-50 des miroirs) présente un fonctionnement assez similaire à celui du chapitre 3 et repose sur le même transducteur et des miroirs divisés en 4 peignes. La fréquence de la résonance principale est modifiée d'environ en utilisant des interrupteurs pour commuter l'état électrique des miroirs.

Le second résonateur, utilise un transducteur à réponse commutable : le port d'entrée est divisé en deux parties séparées par des peignes dont la condition électrique peut être modifiée. La modification simultanée de la condition électrique du peigne central du transducteur et des peignes des miroirs permet de modifier la fréquence de résonance de la structure d'environ tout en conservant un nombre très faible de résonances parasites, contrairement au premier type de résonateur choisi. Il est également montré qu'il est possible d'interconnecter les peignes qui pilotent le transducteur et ceux des miroirs, pour réduire davantage le nombre d'interrupteurs nécessaires. On note que contrairement au résonateur du chapitre 3, la résonance est de meilleure qualité lorsque les peignes sont en potentiel flottant que lorsque les électrodes sont connectées à la masse. Pour une application pratique, il serait intéressant d'optimiser le résonateur pour améliorer sa réponse quand les peignes sont connectés à la masse.

Des versions ces résonateurs figées ou intégrant une commutation dynamique de la condition électrique des peignes, ont été fabriquées. Les expériences mettent en évidence une commutation de la réponse du résonateur, avec des sauts de la fréquence de résonance principale d'environ 2,2%. Fort de cette démonstration d'agilité, le chapitre 5 présente leur utilisation comme briques de base pour réaliser des filtres en échelle agiles et commutables. L'étude de différentes cellules constituées de résonateurs connectés électriquement est entreprise et plusieurs configurations de filtres utilisant les résonateurs commutables sont simulées. Une réalisation expérimentale de filtres figés (sans possibilité de commutation) permet de confirmer la validité de la démarche pour concevoir des filtres passe-bande à ondes acoustiques de surface commutables. La performance de ces filtres est loin de respecter les cahiers des charges des systèmes de télécommunications actuels mais cette réalisation est une preuve du concept quant à l'utilisation des bandes interdites électriques pour la réalisation de filtres agiles.

Au-delà des conceptions et réalisations de résonateurs et filtres agiles à partir de la bande interdite électrique, le chapitre 6 est consacré à une étude plus poussée des résonateurs avec des miroirs divisés en peignes en proposant des solutions alternatives pour la recherche de résonateurs et filtres agiles. D'une part, deux matrices d'admittance différentes sont calculées, correspondant à une partitions d'électrodes différente de celle utilisée dans le chapitre 4. Les calculs montrent qu'un groupement différent des électrodes permet d'améliorer la réponse du second résonateur développé dans le chapitre 4. En particulier le nombre de doigts du transducteur peut être augmenté pour améliorer la résonance quand les peignes sont en condition de court-circuit. Il est

montré que la mise en potentiel flottant ainsi que l'interconnexion des peignes qui pilotent le miroir et le transducteur permettent également de réaliser un saut de la fréquence de résonance. Par ailleurs, l'étude des miroirs divisés en peignes de taille régulière met en évidence que, dans ce cas, en plus des bandes de fonctionnement des miroirs liées aux réflexions de Bragg de nouvelles bandes de fonctionnement causées par la résonance et l'antirésonance des différentes paires de peignes apparaissent. Enfin, l'utilisation de peignes liés pour réaliser un transducteur à deux bandes de fonctionnement a aussi été brièvement abordée.

Les résultats de ce manuscrit tracent plusieurs perspectives de futurs sujets de recherche. Une première voie concerne l'exploitation des spectres d'admittance harmoniques simulés en lieu et place des fréquences propres, démarche justifiée par le théorème proposé par Biryukov et al. [89]. Des résultats numériques ont permis de vérifier un résultat connu : l'admittance harmonique est équivalente au rapport entre les courbes de dispersion en condition flottante et en condition de court-circuit pour les arrangements périodiques infinis d'électrodes (chapitre 2). Un algorithme de suivi des zéros et pôles couplé au calcul d'admittance d'harmonique permettrait de calculer directement les courbes de dispersion pour les miroirs, simultanément pour la condition de court-circuit et pour celle d'électrode flottante. Additionnellement, des résultats numériques (section 2.4) suggèrent que l'admittance harmonique pourrait être utilisée pour étudier l'effet de charges électriques connectées aux électrodes comme une capacité, ainsi que pour étudier des super-cellules périodiques à plusieurs électrodes ayant des conditions électriques variées et pouvant présenter des bandes interdites pour plusieurs fréquences fractionnaires (Annexe B). Des démonstrations rigoureuses sont néanmoins nécessaires pour généraliser ce type de calcul. De plus, le théorème proposé par Biryukov et al. n'est pas limité aux dispositifs SAW. En effet, les hypothèses ne portent que sur la discrétisation de la distribution de charges, le champ électrique tangentiel sur les électrodes et la possibilité d'exclure la partie mécanique du problème en utilisant des conditions aux limites mécaniques. En théorie, il doit aussi être valable pour d'autres types de cristaux phononiques piézoélectriques (barreaux, cylindres, poutres, etc.) et son utilisation pour l'étude de ce type de systèmes est à considérer.

Des cellules élémentaires à période et largeur d'électrode constante ont toujours été utilisées pour le cristal phononique étudié dans cette thèse alors que dans la littérature des dispositifs comme les transducteurs SPUDT utilisent des ensembles d'électrodes de géométries variées. Une voie d'exploration est l'étude de ce type de structures à périodes variables et son utilisation pour réaliser des miroirs commandables. Un autre type de transducteur pouvant être considéré est le *Floating Electrode Unidirectional Transducer*. Dans ce type de transducteur, l'inclusion d'électrodes en potentiel flottant à l'intérieur du transducteur permet de privilégier l'excitation d'ondes de surface dans une seule direction. C'est un autre exemple de cristal phononique pour les ondes de surface dont le fonctionnement repose sur la condition électrique périodique des électrodes et qui pourrait être d'intérêt. S'il est possible d'utiliser ce type de structures comme miroirs présentant une direction préférentielle (fonctionnement de type diode acoustique), on pourrait concevoir des circuits acoustiques plus complexes et étant donné que la condition électrique des électrodes est à la racine de cette directionalité, le contrôle de la propagation pourrait être réalisé en modifiant la condition électrique des électrodes.

La méthode développée pour extraire le coefficient de réflexion des miroirs à partir de la réponse d'un résonateur simple port symétrique s'est avérée très utile, même si elle requiert une compréhension complète des autres effets physiques présents, tels que le guidage du mode SH. En particulier, la limite de validité du calcul causée par la bande de fonctionnement limitée du transducteur est problématique. Cette limite de validité n'a pas été définie rigoureusement et l'apparente bande de validité étendue quand les miroirs sont en potentiel flottant n'a pas été étudiée en détail. Une description plus détaillée des limites de cette approche serait particulièrement utile.

Le résultat expérimental le plus important du manuscrit a été présenté au chapitre 4, avec la démonstration expérimentale des résonateurs agiles. Outre ce résultat majeur, dans ce chapitre, le calcul de la réponse du résonateur en fonction de la condition électrique des peignes grâce au

calcul de la matrice d'admittance a été utilisé. À partir d'une succession de calculs EF, la matrice d'admittance de la cavité permet de déterminer très rapidement la réponse du résonateur pour un nombre très élevé de cas de connexions des peignes. Cela permet non seulement d'identifier les cas de connexions/combinaisons de peignes qui conduisent à une réponse souhaitée du résonateur mais aussi d'étudier son fonctionnement. Ainsi, l'utilisation de la matrice d'admittance a permis de développer le deuxième type de résonateur à transducteur commutable. Par ailleurs, si on cherche à exploiter la rapidité de calcul de la réponse de différents résonateurs, une perspective intéressante serait d'utiliser un algorithme de tri automatique pour regrouper des cas de connexion donnant des réponses similaires et ensuite analyser le fonctionnement dans ces conditions.

Le résonateur à transducteur commutable est également une structure intéressante à étudier plus en détails. Aucune modification de la géométrie n'a été faite dans ce manuscrit et donc il est possible que la performance de ce résonateur puisse être améliorée, même s'il présente déjà des propriétés intéressantes. Cette perspective est liée à l'étude détaillée des résonateurs à transducteur décentré, décrite en détails dans la conclusion du chapitre 4.

Dans le chapitre 5, des filtres en échelle ont été étudiés. La possibilité d'interconnecter les peignes en potentiel flottant de différents résonateurs pour réduire le nombre total d'interrupteurs nécessaires au pilotage du filtre a été brièvement abordée. Cette approche ajoute des degrés de liberté pour la conception du filtre et élargit de façon intéressante l'éventail des possibilités offertes.

Finalement, les miroirs divisés en peignes ont été étudiés dans le chapitre 6. Les résultats suggèrent qu'il est possible de concevoir des miroirs ayant à la fois une bande à fort coefficient de réflexion causée par les réflexions de Bragg et d'autres bandes à fort coefficient causées par la résonance et l'antirésonance des paires de peignes. Autour de ces fréquences, l'énergie est stockée à l'intérieur de chaque paire de peignes, ce qui permet de conserver l'énergie à l'intérieur de la cavité. Cette approche ouvre la possibilité d'utiliser des miroirs multi-bandes ou des miroirs dont le fonctionnement dépend de la résonance des peignes au lieu des réflexions de Bragg. Cette structure pourrait faciliter la mise en œuvre de l'agilité ou améliorer la performance des dispositifs SAW. Par ailleurs, la connexion en peignes liés permet d'ajouter des bandes à fort coefficient de réflexion supplémentaires et ainsi de réaliser des miroirs large bande pour le contrôle de la propagation des ondes de surface. Un exemple de miroir large bande est présenté, reposant sur la connexion en peignes liés de tailles différentes et tirant avantage de la bande interdite de Bragg ainsi que de la résonance des peignes. Cette interconnexion des peignes permet aussi de réaliser des transducteurs à deux bandes de fonctionnement. L'utilisation de ces différents concepts pour la conception de dispositifs SAW agiles ou innovants est une perspective à explorer, par exemple dans des applications d'agrégation de porteuse pour lesquelles il est intéressant d'avoir des filtres présentant une bande passante sur plusieurs canaux à la fois. Les bandes supplémentaires n'étant pas du tout présentes quand les peignes sont connectés à la masse, ce sont des bandes pour lesquelles le miroir peut être « éteint » ou « allumé ».

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont considéré uniquement des métallisations d'or sur des substrats de niobate de lithium. Ces résultats pourraient être transposés sur des substrats d'avenir telles que les POI (*Piezoelectric On Insulator*), d'autres multicouches ayant des propriétés intéressantes ou des empilements favorables au fonctionnement en mode piston. Par ailleurs, il serait intéressant de sélectionner des métaux avec des pertes mécaniques moins importantes.

Pour des applications pratiques et la conception de filtres à ondes acoustiques de surface, il serait très intéressant de déployer des modèles de simulation rapide comme ceux décrits dans le chapitre 1 pour faire une optimisation automatique. Le développement de ce type de modèles qui puisse simuler efficacement les dispositifs à ondes de surface avec une précision acceptable est donc une perspective très intéressante. La première piste est l'utilisation de la méthode de cascade hiérarchique des éléments finis [68, 69, 71] mais des améliorations à des modèles phénoménologiques utilisant des matrices  $P$  pourraient aussi être considérées.

Enfin, les résultats de cette thèse pourraient être exploités pour concevoir d'autres dispositifs SAW agiles, par exemple des filtres DMS et TCRF qui peuvent présenter plusieurs avantages vis-à-vis des filtres en échelle, comme par exemple un encombrement réduit.

# **Annexes**





## Annexe A

# Simulation de composants SAW par la matrice $P$ et la méthode de couplage de modes (COM)

Cette annexe présente une brève introduction de la méthode de simulation des dispositifs à ondes de surface utilisant la matrice  $P$ , développant la discussion donnée dans la section 1.2.5.1. On se limitera ici à l'approche générale, sans traiter les modifications et extensions de la méthode développées pour ajouter des effets tels que les modes transverses des électrodes [36].

### A.1 Méthode de couplage de modes

#### A.1.1 Équations générales

Comme décrit dans le chapitre 1, les matrices  $P$  modélisent le comportement des sous-parties des dispositifs à ondes de surface, c'est-à-dire leur propagation, la réflexion acoustique au niveau des électrodes et le couplage des ondes acoustiques avec le courant et la tension. Il existe deux méthodes principales pour calculer les éléments de la matrice  $P$ . La première méthode est appelée « Matrice Mixte », « Eigenmode P-Matrix » ou bien « Pseudo-Mode P-Matrix ». Elle est expliquée en détails dans les références [57, 100].

La deuxième approche utilise le formalisme de couplage de modes (COM) [60]. Dans cette approche, les champs à la surface sont décrits par une onde qui se propage vers la gauche et une autre vers la droite. Il s'agit d'ondes harmoniques de pulsation  $\omega$ , et on choisira la convention en  $e^{j\omega t}$  pour les termes temporels, qui seront omis dans la suite. La présence des électrodes induit un couplage entre ces deux ondes et avec le champ électrique. La géométrie (et donc les perturbations) étant périodiques de période  $p$ , les champs peuvent être exprimés sous la forme [101]

$$\varphi(x) = e^{-j\beta x} \phi(x), \text{ avec } \phi(x+p) = \phi(x). \quad (\text{A.1})$$

La fonction  $\varphi$  peut être développée sous la forme d'une série d'harmoniques de Floquet

$$\varphi(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \varphi_n e^{-j(\beta+2\pi n/p)x}. \quad (\text{A.2})$$

$\beta$  est le nombre d'onde de Bloch-Floquet. Comme on travaille toujours à proximité d'une bande interdite de Bragg, on peut considérer que  $\beta \approx \pi/p$  et on définit  $q$  comme l'écart avec le bord de la zone de Brillouin :

$$\beta = \frac{\pi}{p} + q. \quad (\text{A.3})$$

$q$  est donc une grandeur dépendant de la fréquence, et a priori respectivement réelle et complexe en dehors et dans la bande interdite. On ne garde que les harmoniques principales  $n = 0$  et  $n = -1$  de l'expression A.2 :

$$\varphi(x) \approx \varphi_0 e^{-jqx} e^{-j\pi x/p} + \varphi_{-1} e^{-jqx} e^{j\pi x/p}. \quad (\text{A.4})$$

Les termes  $\varphi_0 e^{-jqx}$  et  $\varphi_{-1} e^{-jqx}$  correspondent à des champs ayant une variation de phase très lente par rapport aux termes  $e^{\pm j\pi x/p}$ . On pose :

$$\begin{aligned} U_+(x) &= \varphi_0 e^{-jqx}, & U_-(x) &= \varphi_{-1} e^{-jqx} \\ \varphi_+(x) &= U_+(x) e^{-j\pi x/p}, & \varphi_-(x) &= U_-(x) e^{j\pi x/p} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\varphi(x) = \varphi_+(x) + \varphi_-(x).$$

Le champ est ainsi une superposition des champs à variation lente  $U_+(x)$  et  $U_-(x)$  modulés par une sinusoïde à variation rapide. Dans la dérivation par Biryukov et al. [59, 102] (qui semble être la plus rigoureuse dans la littérature) des équations de la méthode COM, la fonction  $\varphi$  représente le potentiel électrique lié au champ acoustique qui se propage.

Pour dériver les équations de la méthode de couplage de modes, on se base sur la discussion par Royer et al. [103]. On considère tout d'abord le cas le plus simple d'une propagation vers la droite de l'onde  $\varphi_+(x)$ , avec un nombre d'onde  $+\beta$ , et d'une propagation vers la gauche de l'onde  $\varphi_-(x)$ , avec un nombre d'onde  $-\beta$ . Dans ce cas chaque fonction est la solution d'une équation différentielle d'ordre 1 faisant apparaître le nombre d'onde.

En l'absence d'éléments diffractants (les électrodes), on néglige la dispersion dans la gamme de fréquences d'intérêt et on définit une vitesse  $v_0$  pour l'onde de surface. On a alors :  $\beta = \omega / v_0$ , et par conséquent  $q = \frac{\omega}{v_0} - \frac{\pi}{p}$ , que l'on notera  $\delta(f)$  par la suite. Notons qu'il est possible de soustraire une grandeur  $j\gamma_{att}$  de cette fonction si l'on souhaite introduire un terme de pertes de propagation dans l'ensemble du modèle [60].

En présence d'éléments diffractants un faible couplage entre les deux ondes est introduit dans le système, sous une forme linéaire.  $\beta$  n'est pas modifié mais, sous l'influence du couplage, le paramètre  $q$  apparaissant dans  $U_+(x)$  et  $U_-(x)$  va dévier de  $\delta(f)$ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_+(x)}{\partial x} &= -j\beta \varphi_+(x) - j\kappa_{12} \varphi_-(x) \\ \frac{\partial \varphi_-(x)}{\partial x} &= +j\beta \varphi_-(x) + j\kappa_{21} \varphi_+(x). \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Les termes  $\kappa_{ij}$  représentent l'effet de chaque mode sur celui qui se propage dans la direction opposée et on les qualifie donc de « réflectivités ». Si l'on considère que les deux ondes  $\varphi_+$  et  $\varphi_-$  échangent de simplement de l'énergie, sans pertes, alors la conservation de la puissance impose  $\frac{d(aa^*)}{dx} = \frac{d(bb^*)}{dx}$ , et par voie de conséquence  $\kappa_{21} = \kappa_{12}^*$ . De plus,  $\kappa_{12}$  représentant une perturbation liée à la présence d'un réseau périodique d'électrodes (de période  $p$ ), il peut être décomposé sous la forme d'une série de Fourier :

$$\kappa_{12} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \kappa_{12}^n e^{-j(2\pi n/p)x}. \quad (\text{A.7})$$

On peut en déduire une nouvelle expression du système A.6 ne faisant apparaître que les

champs à variation lente :

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} &= -j\left(\beta - \frac{\pi}{p}\right)U_+(x) - j\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\kappa_{12}^n U_-(x)e^{-j(2\pi(n-1)/p)x} \\ \frac{\partial U_-(x)}{\partial x} &= +j\left(\beta - \frac{\pi}{p}\right)U_-(x) + j\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(\kappa_{12}^n)^* U_+(x)e^{j(2\pi(n-1)/p)x}.\end{aligned}\tag{A.8}$$

En première approximation on conserve uniquement le terme des sommes pour lequel l'exponentielle ne dépend pas de la position, c'est-à-dire  $n = 1$ , et on note par la suite  $\kappa_{12}^1 = \kappa$ . Par ailleurs, on voit réapparaître dans les deux équations la fonction  $\delta$ . On obtient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} &= -j\delta U_+(x) - j\kappa U_-(x) \\ \frac{\partial U_-(x)}{\partial x} &= +j\delta U_-(x) + j\kappa^* U_+(x).\end{aligned}\tag{A.9}$$

Si l'on injecte les expressions de  $U_+(x)$  et  $U_-(x)$  dans ce système, on obtient directement une expression reliant le coefficient de couplage  $\kappa$  et les nombres d'onde avant et après introduction de ce couplage :

$$q(f)^2 = \delta(f)^2 - |\kappa|^2.\tag{A.10}$$

Le modèle présenté jusqu'ici peut suffire pour étudier des cas où le couplage piézoélectrique est d'importance négligeable dans le fonctionnement (par exemple un substrat muni de rainures), mais il doit être complété pour traiter les cas où des conditions électriques spécifiques sont établies périodiquement (réseaux d'électrodes métalliques). On distinguera essentiellement deux cas : celui des transducteurs (facilement extensible au cas des miroirs mis à la masse), et celui des miroirs à électrodes flottantes.

### A.1.2 Miroirs connectés à la masse et transducteurs et

Le couplage des ondes mécaniques avec le potentiel électrique est introduit de façon similaire à celui précédemment évoqué entre les ondes vers la gauche et vers la droite. Deux termes de couplage linéaire peuvent ainsi directement être définis dans le système d'équations différentielles qui se rapporte aux variations lentes [58] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} &= -j\delta U_+(x) - j\kappa U_-(x) + j\zeta V \\ \frac{\partial U_-(x)}{\partial x} &= +j\delta U_-(x) + j\kappa^* U_+(x) - j\xi V.\end{aligned}\tag{A.11}$$

On notera à ce stade que cette écriture suppose une opposition de phase entre les potentiels dans deux cellules successives. Elle permet néanmoins de modéliser le comportement d'un transducteur alternant les « points chauds » où le potentiel est sinusoïdal et les électrodes reliées à la masse. En effet, les deux situations ( $V$  et  $0$  d'une part,  $-V/2$  et  $V/2$  d'autre part) ne diffèrent que par un terme de potentiel ne dépendant pas de la position, et n'ayant donc pas d'influence sur l'onde mécanique.

Par ailleurs, les termes  $\zeta$  et  $\xi$  ne sont pas indépendants. Si l'on reprend l'hypothèse d'une absence d'effets dissipatifs, l'évolution du système doit être réversible par rapport au temps. Le changement de variable de  $t$  vers  $-t$  se traduisant par une conjugaison de l'ensemble des grandeurs complexes et une interversion des directions gauche et droite, le système A.11 doit rester valide si l'on remplace  $U_+$ ,  $U_-$  et  $V$  par  $U_-^*$ ,  $U_+^*$  et  $V^*$ , respectivement. Cette condition impose directement  $\xi = \zeta^*$ .

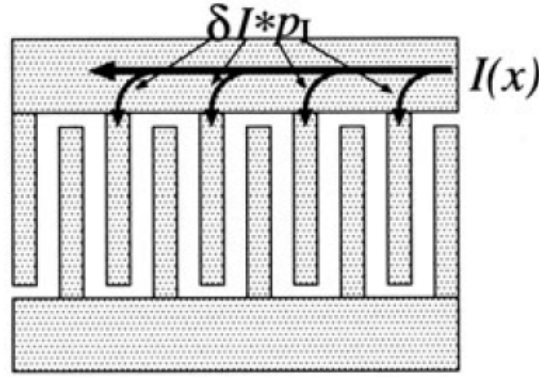


FIGURE A.1 – Schéma d'un transducteur de taille infinie pour la dérivation des équations de la méthode COM d'après [58].

Enfin, on peut introduire dans le système une troisième équation pour traduire le lien existant entre le potentiel, l'onde mécanique, et la variation de courant en fonction de la position  $\partial I/\partial x$ , dans le bus qui relie toutes les électrodes d'un même peigne (cf. schéma Figure A.1) :

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = j\eta_1 U_+(x) + j\eta_2 U_-(x) + j\omega CV. \quad (\text{A.12})$$

On voit apparaître ici une capacité (par période)  $C$ , qui relie naturellement le potentiel et le courant dans le cas d'une absence totale d'onde mécanique. De nouveau la condition de conservation de l'énergie va imposer deux relations pour les paramètres  $\eta_1$  et  $\eta_2$ . Si l'on considère que, dans le système périodique, la variation de puissance mécanique  $\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{2} (U_+ U_+^* - U_- U_-^*) \right)$  est nécessairement égale à la variation de puissance électrique  $\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{2} Re(VI^*) \right)$ , alors on a  $\eta_1 = -2\zeta^*$  et  $\eta_2 = -2\zeta$ . On signalera ici que les facteurs 2 dans ces expressions ont pour origine le choix d'une définition des champs de l'ensemble des champs par leurs amplitudes. Dans le cas d'une définition par la valeur effective pour  $U_{\pm}(x)$  et l'amplitude pour  $I$  et  $V$ , un facteur 4 apparaîtrait. Dans le chapitre 1, ce coefficient est désigné par la lettre  $\chi$ . En résumé, le système suivant est obtenu :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_+(x)}{\partial x} &= -j\delta U_+(x) - j\kappa U_-(x) + j\zeta V \\ \frac{\partial U_-(x)}{\partial x} &= +j\delta U_-(x) + j\kappa^* U_+(x) - j\zeta^* V \\ \frac{\partial I(x)}{\partial x} &= -j\chi\zeta^* U_+(x) - j\chi\zeta U_-(x) + j\omega CV. \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Ces équations constituent un système linéaire inhomogène d'équations différentielles de premier ordre [88]. Leur solution générale comporte donc une partie homogène causée par les deux modes propres et une solution particulière qui décrit le champ excité par le potentiel électrique appliqué. Elles sont l'outil principal du modèle de couplage de modes pour l'étude de composants à ondes de surface. Plusieurs variantes de ces équations existent [58-60], ainsi que différentes notations pour les paramètres et les champs. La description de l'évolution des ondes dans les deux sens due à la propagation, ainsi que le couplage entre elles qui cause une réflexion et un couplage au potentiel électrique sont néanmoins les mêmes. La solution de ces équations permettra de retrouver des expressions pour les éléments de la matrice  $P$  en fonction des paramètres présents dans les équations A.13. Les paramètres sont réduits à  $\delta(f)$ ,  $\kappa$ ,  $\zeta$  et  $C$ .

On notera que dans ce modèle, le cas des miroirs mis à la masse n'est qu'un cas particulier du problème du transducteur infini, dans lequel on a simplement fixé  $V = 0$ . A l'inverse, le cas des miroirs flottants doit être étudié séparément, puisque dans ce cas  $V$  n'est plus une grandeur connue a priori.

### A.1.3 Miroirs flottants

En l'absence de toute connexion entre les électrodes, on a une annulation de la densité de courant  $dI/dx$ . En utilisant la troisième équation du système A.13 pour remplacer  $V$  dans les deux autres, on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{dU_+(x)}{dx} &= -j\delta_{CO}U_+(x) - j\kappa_{CO}U_-(x) \\ \frac{dU_-(x)}{dx} &= j\kappa_{CO}^*U_+(x) + j\delta_{CO}U_-(x)\end{aligned}\tag{A.14}$$

avec

$$\delta_{CO} = \delta - \frac{\chi|\zeta|^2}{\omega C}, \quad \kappa_{CO} = \kappa - \frac{\chi\zeta^2}{\omega C}.\tag{A.15}$$

On retrouve donc un système très similaire à celui du cas des miroirs mis à la masse, avec des coefficients modifiés.

Dans le cas d'un transducteur bidirectionnel uniforme,  $\zeta$  est réel [60]. On notera que le modèle développé ici permet d'obtenir tous les positionnements relatifs possibles de bandes interdites CO et CC (en fonction des signes des différents paramètres), mais qu'une borne sera toujours commune aux deux cas.

## A.2 Calcul des paramètres du modèle

### A.2.1 Identification des paramètres de la méthode COM par un calcul d'admittance harmonique

Il est nécessaire pour utiliser les équations de la méthode COM de connaître la valeur des paramètres  $\delta(f)$ ,  $\kappa$ ,  $\zeta$ , et  $C$ . Les méthodes générales pour retrouver la valeur de tous ces paramètres nécessitent le calcul de l'admittance d'un transducteur interdigité infiniment périodique, soit par simulations éléments finis, soit par d'autres méthodes qui permettent de connaître ces grandeurs de façon fiable comme discuté à la section 1.2.5.1. Ensuite, on peut calculer la solution particulière des équations A.13 pour un transducteur périodique infini. L'intégration sur une période de la grandeur  $I(x)$  apparaissant dans la troisième équation du système d'équations A.13, suite à la substitution de la solution particulière, permet de retrouver une expression de l'admittance du transducteur infini périodique [60, 88] :

$$Y = -j \frac{2\chi\zeta^2\lambda_0}{\delta + \kappa} + j2\pi f C \lambda_0.\tag{A.16}$$

Un ajustement paramétrique entre cette équation (A.16) et l'admittance calculée par exemple par un calcul éléments finis permet de récupérer la valeur des paramètres nécessaires pour la modélisation des dispositifs. Ceci est un point commun entre la méthode COM et la méthode de la matrice mixte. La démarche spécifique à cet ajustement paramétrique dépend de la structure qui sera étudiée. Par exemple Jiming et al. [46] utilisent une approche différente pour utiliser les équations de la méthode COM pour modéliser des transducteurs avec des électrodes à périodes variées. Le procédé suivi par Koskela et al. [88] ne suit pas non plus cette approche directe mais considère des étapes intermédiaires pour faciliter l'ajustement paramétrique.

Dans ce manuscrit, la simulation des dispositifs à ondes de surface sera systématiquement faite par un calcul direct avec la méthode des éléments finis, étant donné que cette approche permet de prendre en compte directement la contribution électrostatique à la réponse du dispositif, les effets de bord et la conversion en ondes de volume. Ainsi, il ne sera pas nécessaire de suivre

l'intégralité du processus d'identification. Néanmoins, puisque certaines expressions résultantes de la méthode COM seront exploitées dans le reste du mémoire, la section suivante décrit une méthode d'identification partielle des paramètres présents dans le système d'équations A.13.

### A.2.2 Identification simplifiée pour le calcul des paramètres $p_{11}$ et $p_{12}$ par la méthode COM

Dans le chapitre 3, section 3.2.3, on aura besoin de caractériser la matrice  $P$  du transducteur qui sera utilisée dans un résonateur simple port symétrique et cette matrice sera utile encore dans les chapitres 4 et 6 pour calculer le coefficient de réflexion des miroirs à partir de l'admittance du résonateur simulé. Dans la section 3.2.2, on explique qu'il est possible de calculer directement le paramètre  $p_{33}$  de la matrice  $P$  par un calcul éléments finis. En utilisant les relations 1.17, 1.18, et 1.19 on remarque que ce calcul requiert la connaissance des paramètres  $p_{11}$  et  $p_{12}$ .

Pour calculer ces paramètres on a tout d'abord besoin de la fonction  $\delta(f)$ , qui se rapporte au cas de la propagation sans perturbation. L'idée est de considérer pour ce cas (virtuel) une absence de dispersion et une vitesse telle que la limite de la première zone de Brillouin est franchie au milieu de la bande interdite du cas du miroir infini mis à la masse. Ainsi :

$$\delta(f) = \frac{2\pi f}{p(f_{CC}^- + f_{CC}^+)} - \frac{\pi}{p}. \quad (\text{A.17})$$

$f_{CC}^-$  et  $f_{CC}^+$  sont les deux bornes de la bande interdite pour le miroir infini mis à la masse.

Par définition  $q(f_{CC}^-)$  et  $q(f_{CC}^+)$  sont nuls, et par construction on a à la fois  $\delta(f_{CC}^-) = -|\kappa|$  et  $\delta(f_{CC}^+) = |\kappa|$  (cf. équation A.10). En reproduisant le même raisonnement pour le cas des miroirs flottants on trouve  $\delta_{CO}(f_{CO}^-) = -|\kappa_{CO}|$  et  $\delta_{CO}(f_{CO}^+) = |\kappa_{CO}|$ . La connaissances des deux bornes de bandes interdites pour les cas CC et CO va donc permettre de déterminer successivement  $\kappa$  et  $\chi\zeta^2/C$  (si  $\zeta$  et  $C$  sont réels). On notera à ce stade qu'il existe dans ce modèle un lien direct entre d'une part l'ordre des fréquences  $f_{CC}^-$ ,  $f_{CC}^+$ ,  $f_{CO}^-$  et  $f_{CO}^+$ , et d'autre part l'ordre des constantes  $\kappa$ ,  $\chi\zeta^2/2\pi f_{com}C$  et 0 (avec  $f_{com}$  la borne commune aux deux cas CO et CC). Par exemple, le cas  $f_{CO}^+ > f_{CO}^- = f_{CC}^+ > f_{CC}^-$  étudié dans le reste de ce manuscrit indique qu'on a nécessairement  $\chi\zeta^2/2\pi f_{com}C > \kappa > 0$ . On a alors :

$$\begin{aligned} \kappa &= \delta(f_{CC}^+) \\ \frac{\chi\zeta^2}{C} &= \pi f_{CO}^+ (\delta(f_{CO}^+) + \kappa). \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Notons que la situation devient plus complexe pour les substrats n'ayant aucune borne commune entre les deux bandes interdites en condition CC et CO. Par exemple, pour le mode SH ou des ondes de surface à fuites, une relation de dispersion plus appropriée dans le cadre de la méthode COM a été développée par Plessky [104].

Finalement, en utilisant les solutions de l'équation homogène A.9, pour une structure de taille finie, la résolution des équations de la méthode COM et l'application des conditions aux limites à l'entrée et la sortie du miroir permet d'exprimer les paramètres  $p_{11} = p_{22}$  et  $p_{12} = p_{21}$  en fonction des paramètres des équations COM [56] :

$$\begin{aligned} p_{11} = p_{22} &= \frac{\left(\frac{q-\delta}{\kappa}\right) (1 - e^{-2jqL})}{\left(1 - \left(\frac{q-\delta}{|\kappa|}\right)^2 e^{-2jqL}\right)} \\ p_{12} = p_{21} &= \frac{e^{-jqL} \left(1 - \left(\frac{q-\delta}{|\kappa|}\right)^2\right)}{\left(1 - \left(\frac{q-\delta}{|\kappa|}\right)^2 e^{-2jqL}\right)}. \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

$L = np$  correspond à la taille de la structure et dans notre cas, à un nombre entier  $n$  de périodes.

On note qu'il est nécessaire de choisir la partie réelle de  $q$  négative pour fréquences inférieures à  $f_{CC}^-$  et positive pour  $f > f_{CC}^+$  et d'ailleurs la partie imaginaire de  $q$  négative à l'intérieur de la bande interdite.

Pour utiliser les expressions A.19 dans le cas d'un miroir en potentiel flottant il est nécessaire de remplacer  $\kappa$  et  $\delta$  par  $\kappa_{OC}$  et  $\delta_{OC}$  (équation A.15) non seulement dans les expressions des paramètres  $p_{11}$  et  $p_{12}$  mais aussi dans l'expression de  $q$  (équation A.10), ce qui donne  $q_{OC}(f)^2 = \delta_{OC}(f)^2 - |\kappa_{OC}|^2$ .

Dans ce mémoire, on utilisera les expressions A.19 pour calculer les éléments  $p_{11}$  et  $p_{12}$ . Les équations A.19 ne dépendent que des fréquences aux bornes de la bande interdite pour les deux conditions électriques.

### A.3 Récapitulatif

Dans cette section (annexe A.1), une introduction à la modélisation des dispositifs à ondes de surface par la méthode de couplage de modes a été présentée. Dans la section A.1.1 une dérivation des équations générales de la méthode et une description des phénomènes physiques représentés a été donnée. Dans la section A.2.1, la méthode générale pour calculer les paramètres des équations qui décrivent les IDT dans le cadre de la méthode COM a été brièvement décrite.

Finalement la section A.2.2 présente les résultats pratiques qui sont utilisés dans le reste de ce mémoire. Les équations A.19 permettent d'estimer le coefficient de réflexion des miroirs ( $p_{11}$ ) et la phase de transmission acoustique du transducteur  $\phi_+ = p_{11} + p_{12}$  (équation 1.18). Cette phase de transmission est utilisée dans l'équation 3.8 pour estimer le coefficient de réflexion ( $\Gamma$ ) des miroirs à partir de la réponse d'un résonateur simple port symétrique simulé par un calcul éléments finis. Cette expression est utilisée pour étudier le coefficient de réflexion des miroirs en fonction de leur condition électrique, notamment dans le chapitre 6.

Pour utiliser les équations A.19 il suffit de connaître les fréquence des bornes supérieure et inférieure de la bande interdite en conditions de court-circuit (CC) et flottantes (CO). Elles permettent de calculer  $\delta(f)$  avec l'équation A.17 et  $q$  avec l'équation A.10. Ayant  $L = np$  avec  $n$  le nombre de périodes dans le miroir de taille finie, tous les paramètres nécessaires pour utiliser les équations A.19 sont connus. Si le miroir est en condition de potentiel flottant, il est nécessaire substituer  $q$ ,  $\kappa$  et  $\delta$  par  $q_{OC}$ ,  $\kappa_{OC}$  et  $\delta_{OC}$ . Pour calculer  $\kappa_{OC}$  et  $\delta_{OC}$ , on utilise les équations A.15 et pour calculer le rapport  $\frac{|\kappa|^2}{C}$  l'équation A.18. Finalement, pour calculer  $q_{OC}$  on utilise à nouveau l'équation A.10.

### A.4 Cascade des matrices P

Si les éléments de la matrice  $P$  caractérisant chaque sous-partie du dispositif SAW sont connus, il est possible de cascader ces matrices pour simuler la réponse du dispositif complet. Si la cellule de droite est décrite par la matrice  $P'$  et la cellule à gauche par une matrice  $P$ , on impose pour cascader ces matrices  $U_+(0) = U'_+(L)$  et  $U'_-(L) = U_-(0)$  (fig. A.2). Kovacs a proposé une version généralisée de la matrice-P qui permet de prendre en compte la distribution de charges séparément, et ainsi de conserver les courants et potentiels de plusieurs ports électriques de la structure pour décrire par exemple des filtres LCRF. Il obtient les formules générales qui permettent de cascader les matrices  $P$  [98] et d'obtenir une matrice qui relie les ports d'entrée et sortie acoustiques tout en



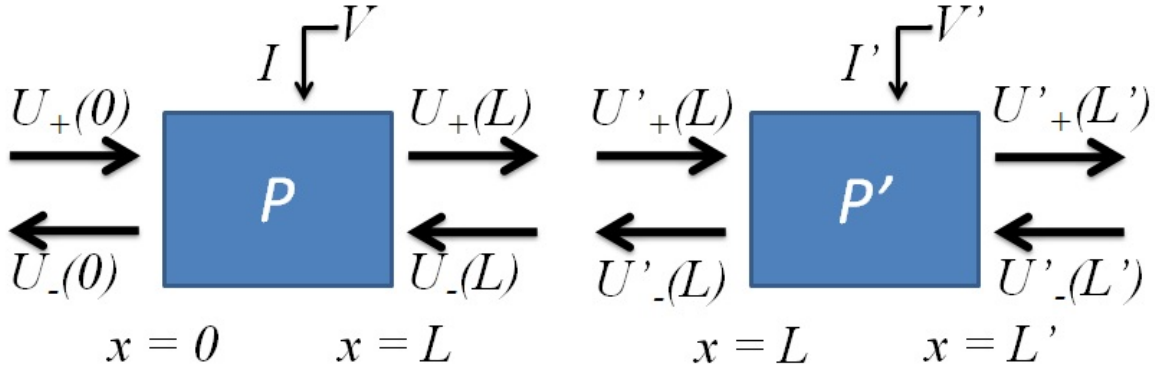


FIGURE A.2 – Schéma de deux cellules décrites chacune par une matrice P (celle de gauche décrite par une matrice P et la cellule droite décrite par la matrice P') qui peuvent être mises en cascade avec les équations A.21.

conservant les degrés de liberté électriques :

$$\begin{bmatrix} U_-(0) \\ U'_+(L') \\ I(L) \\ I'(L') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11}^{casc} & p_{12}^{casc} & p_{13}^{casc} & p_{14}^{casc} \\ p_{21}^{casc} & p_{22}^{casc} & p_{23}^{casc} & p_{24}^{casc} \\ p_{31}^{casc} & p_{32}^{casc} & p_{33}^{casc} & p_{34}^{casc} \\ p_{41}^{casc} & p_{42}^{casc} & p_{43}^{casc} & p_{44}^{casc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_+(0) \\ U'_-(L') \\ V \\ V' \end{bmatrix}. \quad (A.20)$$

Il est possible de montrer que les expressions résultantes sont :

$$\gamma = \frac{1}{1 - p_{11}p'_{22}}$$

$$\begin{bmatrix} U_-(0) \\ U'_+(L') \\ I(L) \\ I'(L') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{11} + \gamma p'_{12}p_{11}p'_{21} & \gamma p_{12}p'_{12} & p_{13} + \gamma p'_{11}p_{12}p_{23} & p_{12}p'_{13}\gamma \\ \gamma p'_{21}p_{21} & p'_{22} + \gamma p_{21}p'_{22}p_{12} & p'_{21}p_{23}\gamma & p'_{23} + \gamma p_{22}p'_{21}p'_{13} \\ p_{31} + \gamma p_{32}p_{21}p'_{11} & \gamma p_{32}p'_{12} & p_{33} + \gamma p_{32}p'_{11}p_{23} & \gamma p_{32}p'_{13} \\ \gamma p'_{31}p_{21} & p'_{32} + \gamma p'_{31}p_{12}p_{22} & \gamma p'_{31}p_{23} & p'_{33} + \gamma p'_{31}p_{22}p'_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_+(0) \\ U'_-(L') \\ V \\ V' \end{bmatrix}. \quad (A.21)$$

On peut remarquer que la matrice résultante est de taille 4x4, cela du fait que le port électrique des deux cellules a été conservé. Si le dispositif a au total  $n$  cellules, on peut répéter ce procédé  $n$  fois pour retrouver une matrice de taille  $(n+2) \times (n+2)$  avec  $n$  ports électriques et 2 ports acoustiques qui correspondent aux bords gauche et droite du dispositif. La réponse électrique du dispositif est contenue dans la matrice inférieure droite de taille  $n \times n$ . Si on fait l'hypothèse qu'aucune onde ne rentre dans les ports acoustiques (soit les ondes sont bien confinées à la cavité soit rayonnées à l'infini) donc les colonnes 1, et 2 de la matrice totale n'ont pas d'apport aux courants dans chacun des  $n$  ports électriques.

Pour finir la simulation du composant, il est nécessaire d'imposer des conditions électriques aux différents ports (par exemple les ports connectés à la masse, en potentiel flottant ou interconnectés; équations 4.6, 4.10) et finalement de calculer l'apport électrostatique à l'admittance due à la distribution de charges sur les électrodes (une approche pour ce faire est présentée à la référence [100], section 3.1.4.2). Ce problème ne sera pas discuté en détails dans ce manuscrit, on s'intéresse seulement aux expressions A.21. Ces expressions seront utilisées dans le chapitre 6, section 6.3.3.2.1 pour faire une comparaison entre le coefficient de réflexion d'un miroir calculé par éléments finis et par utilisation de la matrice P.

## Annexe B

# Conditions électriques périodiques et bandes interdites fractionnaires pour différentes conditions électriques

Dans cette section on présente le résultat de l'étude de l'influence des conditions électriques périodiques sur la propagation des ondes de Rayleigh, basée à la fois sur des simulations modales et harmoniques (spectres d'admittance). Comme abordé en section 2.1.5.2, il est d'intérêt pratique de généraliser le théorème proposé par Biryukov et al. [89] (cf. équation 2.2) pour des systèmes à  $N$  conditions électriques. Une extension rigoureuse de ce théorème est en dehors du cadre de cette thèse, et on se limitera à une validation des expressions pour plusieurs cas de cellules à 3 et 4 périodes, en comparant les fréquences des pôles et zéros des courbes d'admittance aux fréquences retrouvées par un calcul modal (section B.3). Contrairement au cas des cellules à deux périodes, quand on a des cellules à 3 et 4 périodes, le choix pour reproduire les conditions électriques appliquées sur la simulation modale (imposer un courant nul pour représenter un potentiel flottant sur une électrode ou bien une tension nulle pour la condition de mise à la masse) n'est pas unique et certains choix permettent de retrouver plus facilement les modes sur la courbe d'admittance. Comme expliqué à la section 2.1.5.2, en bord de zone de Brillouin, certains modes ne peuvent pas être excités électriquement. Pour retrouver les zéros et les pôles correspondants à ces modes, on cherchera les branches à l'intérieur de la bande interdite, en faisant le calcul d'admittance pour un nombre d'onde de partie réelle normalisée égale à 1 et avec une partie imaginaire non nulle. Finalement, en accord avec des études déjà publiées dans la littérature [16], nous avons observé que l'application de conditions électriques périodiques peut permettre d'ouvrir des bandes interdites pour des fréquences qui correspondent à la période électrique plutôt qu'à la période mécanique des métallisations. La période électrique est toujours un multiple entier de la période mécanique, et donc les bandes interdites sont présentes pour des fréquences qui correspondent à peu près à des fractions de la fréquence centrale de la bande interdite originale ( $1/2, 2/3, 3/4$ , etc.).

Quand on simule une cellule élémentaire avec une longueur double, la zone de Brillouin est deux fois plus petite et on introduit un repliement des branches comme explicité à la figure B.1. Initialement la bande interdite était en bord de zone de Brillouin. Quand on double la période, la zone de Brillouin est réduite à la moitié de sa taille et la courbe (ligne rouge pointillée) se replie pour  $k_x = \pi/2p$  rad/m et alors la bande interdite se retrouve en  $k = 0$ . Pour la simulation à 4 périodes la courbe (ligne pointillée verte) se replie deux fois et on retrouve à nouveau la bande interdite en  $k = 0$ . Des bandes interdites peuvent s'ouvrir au niveau de chaque repliement, situés en  $k = 0$  et  $k = 1$  avec  $k = npk_x/\pi$  et  $n$  le nombre de périodes simulées. On étudie ces bandes interdites fractionnaires en utilisant la matrice d'admittance.

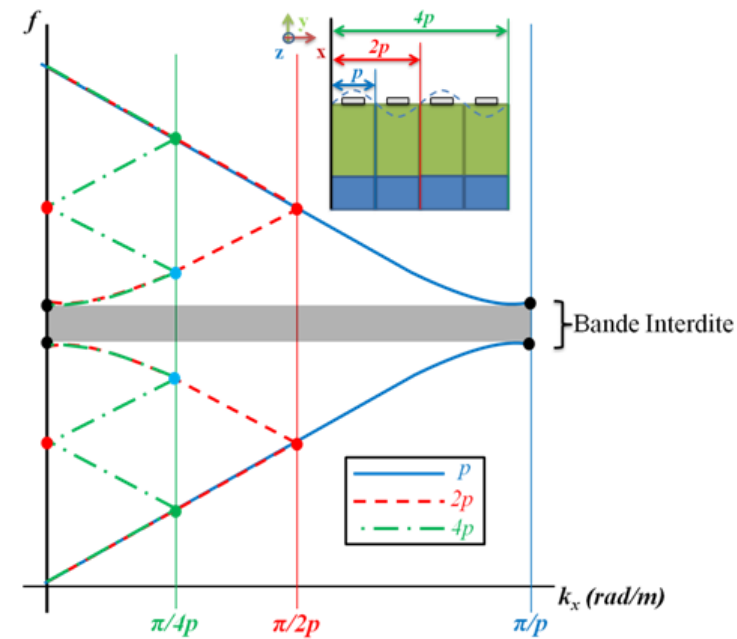


FIGURE B.1 – Schéma du repliement de la courbe de dispersion quand on simule plusieurs cellules élémentaires. Bleu : période originale, rouge : période double, vert : période quadruple.

## B.1 Bande interdite correspondant à la période mécanique des électrodes

Pour simplifier la description des conditions électriques appliquées, la notation suivante sera utilisée dans cette section, chaque caractère représentant une des électrodes du motif périodique :  
 $M \rightarrow$  électrode mise à la masse.

$O \rightarrow$  électrode en potentiel flottant.

$O_1O_2O_3\dots O_m \rightarrow$  si les  $O_m$  ont le même indice, cela implique que les électrodes sont connectées entre elles et laissées en potentiel flottant.

L'étude des bandes interdites pour des cellules à deux périodes est développée dans les sections 2.1.5.2 et 4.1 et on se limitera donc ici à l'étude de cellules à 3 et 4 périodes.

### B.1.1 Bande interdite pour des cellules à 3 et 4 électrodes

On étudie ici une cellule élémentaire à quatre électrodes. La « période mécanique » est toujours égale à  $p$ , et la « période électrique » est égale à  $4p$ . La bande interdite se trouve en  $k = 0$ . Le tableau B.1 résume les fréquences d'entrée et sortie de la bande interdite pour le mode de Rayleigh pour plusieurs conditions électriques, calculées par simulations modales.

On peut remarquer que la bande interdite n'est pas fortement modifiée par la condition électrique. Pour certaines conditions électriques, on retrouve soit la bande interdite CC ( $MMO_1O_1$ ) soit celle en CO ( $MO_1MO_1$ ,  $MO_1MO_2$ ,  $MO_1O_2O_1$ ,  $O_1O_2O_1O_3$ ), pour le reste la taille de la bande interdite est réduite. On remarque aussi que pour tous les cas, la borne commune aux bandes CC et CO est présente à 381,65 MHz du fait que ce mode n'est pas influencé par la condition électrique des électrodes.

Finalement, pour une cellule élémentaire à trois électrodes, la « période mécanique » vaut toujours  $p$  et la « période électrique » est égale à  $3p$ . La bande interdite se trouve en  $k = 1$ . Le tableau B.2 résume les fréquences d'entrée et sortie de la bande interdite pour le mode de Rayleigh pour plusieurs conditions électriques. A nouveau on retrouve toujours la borne commune ne dépendant

ANNEXE B. CONDITIONS ÉLECTRIQUES PÉRIODIQUES ET BANDES INTERDITES FRACTIONNAIRES POUR DIFFÉRENTES CONDITIONS ÉLECTRIQUES

Connexion	$f_e$ (MHz)	$f_s$ (MHz)	% BI relative
MMO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	375,51	381,65	1,6219
MO <sub>1</sub> MO <sub>1</sub>	381,65	387,12	1,4231
MO <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	381,65	387,12	1,4231
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	380,07	381,65	0,4149
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	381,65	382,07	0,1100
MO <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub>	381,65	387,12	1,4231
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	381,65	382,07	0,1100
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub> O <sub>3</sub>	381,65	387,12	1,4231
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	380,07	381,65	0,414

TABLEAU B.1 – Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites pour une cellule à 4 périodes, calculées par simulations modales.

pas des conditions électriques, et la bande interdite est soit celle du cas CC (MO<sub>1</sub>O<sub>1</sub>), soit celle du CO (O<sub>1</sub>O<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), soit une bande légèrement différente (O<sub>1</sub>MO<sub>2</sub>).

Connexion	$f_e$ (MHz)	$f_s$ (MHz)	% BI relative
O <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	381,65	384,94	0.8583
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	375,51	381,65	1.6219
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	381,65	387,12	1.4231

TABLEAU B.2 – Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites pour une cellule à 3 périodes, calculées par simulations modales.

## B.2 Bandes Interdites fractionnaires

On a vu que l'application des conditions électriques périodiques peut modifier légèrement les fréquences des bandes interdites. Pour certains cas de connexion, elle permet également d'ouvrir des bandes interdites à des fréquences qui correspondent non pas à la période mécanique mais à la période électrique. Par exemple, si on simule une cellule à deux périodes en  $k = 1$ , on retrouve pour le cas de connexion O<sub>1</sub>O<sub>1</sub> une bande interdite sur l'intervalle [194,31, 198,24] MHz et une autre entre [556,54, 561,19] MHz. Les champs de déplacement correspondants sont présentés aux figures B.2 et B.3. Pour le cas de connexion MO<sub>1</sub> ces bandes dites « fractionnaires » sont aussi présentes alors que pour la connexion O<sub>1</sub>O<sub>2</sub> elles sont fermées.

Pour le mode de surface ayant une bande interdite dans la gamme [194,31 ; 198,24] MHz on a en pratique deux électrodes par demi-longueur d'onde. Des miroirs SAW avec deux électrodes

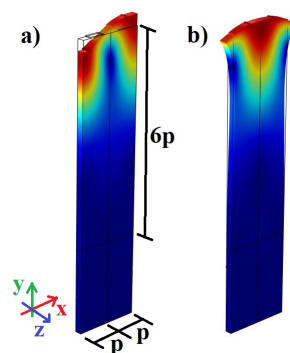


FIGURE B.2 – Cellule à deux électrodes, champs de déplacement en entrée et sortie de la bande interdite à 194,31 et 198,24 MHz respectivement, pour le cas O<sub>1</sub>O<sub>1</sub>.

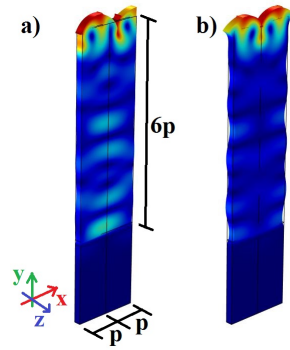


FIGURE B.3 – Cellule à deux électrodes, champs de déplacement en entrée et sortie de la bande interdite à 556,54 et 561,19 MHz respectivement, pour le cas  $O_1O_1$ .

par période ont déjà été décrits par Takeuchi et al. [105] comme une solution pour augmenter le coefficient de réflexion. Le mode avec une bande interdite dans la gamme [556,54, 561,19] MHz est la première harmonique supérieure du mode de Rayleigh et présente un rayonnement significatif d'ondes de volume. Pour certains substrats multicouches, cette harmonique est appelée mode de Sezawa. Dans ce type de système, le rayonnement d'ondes de volume n'est pas rédhibitoire, puisque la vitesse de phase des ondes dans les couches inférieures permet de confiner les modes à la surface [106], contrairement à notre substrat monocouche. Pour une période électrique égale à  $3p$  ou  $4p$ , on retrouve d'autres bandes interdites fractionnaires, tant pour  $k = 1$  que pour  $k = 0$ . Les tableaux B.3 et B.4 présentent les fréquences d'entrée et de sortie des bandes interdites pour les deux différentes valeurs de  $k$  et différentes conditions électriques.

Connexion	Entrée	Sortie	Bande interdite (%)	Entrée	Sortie	Bande interdite (%)
MMO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	194,3	198,23	2,0024	375,51	381,65	1,6219
MO <sub>1</sub> MO <sub>1</sub>	194,3	194,3	0	381,65	387,12	1,4231
MO <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	194,3	198,23	2,0024	381,65	387,12	1,4231
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	194,3	196,6	1,1768	<b>380,07</b>	381,65	0,4149
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	195,92	198,23	1,1721	381,65	<b>382,07</b>	0,1100
MO <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub>	194,3	198,23	2,0024	381,65	387,12	1,4231
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	195,92	198,23	1,1721	381,65	<b>382,07</b>	0,1100
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub> O <sub>3</sub>	194,3	198,23	2,0024	381,65	387,12	1,4231
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	194,3	196,67	1,1768	<b>380,07</b>	381,65	0,4149
O <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	261,72	261,72	0	<b>505,42</b>	<b>505,43</b>	0,002
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	257,03	261,72	1,8082	<b>496,83</b>	<b>505,43</b>	1,7161
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	261,72	261,72	0	-	-	-

TABLEAU B.3 – Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites fractionnaires pour un nombre d'onde réduit  $k = 0$ , calculées par simulations modales.

Il convient de noter que certaines fréquences présentent une partie imaginaire non nulle. Les fréquences écrites en gras présentent une partie imaginaire d'un ordre supérieur à  $10^5$  associée au rayonnement d'ondes de volume qui cause une perte d'énergie importante au cours de la propagation. On remarque que pour plusieurs cas de connexion plusieurs bandes interdites fractionnaires de largeurs relatives similaires peuvent être obtenues. Par exemple, le cas MMO<sub>1</sub>O<sub>1</sub> présente des bandes interdites d'une largeur relative d'environ 1,6% pour les gammes [375,51, 381,65] MHz et [97,844, 99,484] MHz (environ un quart de la fréquence de Bragg), mais aussi une bande interdite d'environ 2% pour la gamme [194,3, 198,23] MHz (environ la moitié de la fréquence de Bragg).

Le cas MO<sub>1</sub>O<sub>1</sub> présente aussi d'une part pour  $k = 0$  une bande interdite d'environ 1,8% dans la gamme [257,03, 261,72] MHz, et d'autre part pour  $k = 1$  deux bandes interdites de 2,23 et 1,6%,

ANNEXE B. CONDITIONS ÉLECTRIQUES PÉRIODIQUES ET BANDES INTERDITES FRACTIONNAIRES POUR DIFFÉRENTES CONDITIONS ÉLECTRIQUES

Connexion	Entrée	Sortie	Bande interdite (%)	Entrée	Sortie	Bande interdite (%)
MMO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	97,844	99,484	1,6622	287,95	289,45	0,5196
MO <sub>1</sub> MO <sub>1</sub>	97,844	98,527	0,6956	287,95	291,56	1,2459
MO <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	98,527	98,528	0,0010	291,56	291,56	0
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	97,844	100	2,1795	287,95	288,29	0,1180
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	98,303	100,06	1,7715	288,15	292,03	1,3375
MO <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub>	97,844	100,15	2,3294	287,95	292,96	1,7249
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	99,484	100,15	0,6672	289,45	292,96	1,2053
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>1</sub> O <sub>3</sub>	98,528	100,15	1,6328	291,56	292,96	0,4790
O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>1</sub> O <sub>2</sub>	98,528	100	1,4829	288,29	291,56	1,1279
O <sub>1</sub> MO <sub>2</sub>	131,14	133,5	1,7836	381,65	384,94	0,8583
MO <sub>1</sub> O <sub>1</sub>	130,55	133,5	2,2344	375,51	381,65	1,6219
O <sub>1</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	133,5	133,51	0,0075	381,65	387,12	1,4231

TABLEAU B.4 – Fréquences d'entrée et sortie des bandes interdites fractionnaires pour un nombre d'onde réduit  $k = 1$ , calculées par simulations modales.

respectivement dans les gammes [130,55, 133,5] MHz et [375,51, 381,65] MHz.

Utiliser des conditions électriques périodiques multiples est donc une approche possible pour avoir des miroirs présentant plusieurs fréquences de fonctionnement. La mise à la masse de toutes les électrodes dans un miroir peut permettre également de fermer les bandes interdites fractionnaires et donc d'imaginer des miroirs désactivables. Les fréquences centrales des différentes bandes interdites fractionnaires sont très éloignées et donc concevoir un transducteur qui pourrait en adresser plusieurs pour faire un dispositif multi-bande représente un défi important. En effet, les transducteurs classiques pour les ondes de surface ont des fréquences de fonctionnement très proches de leur fréquence de Bragg. L'utilisation de transducteurs « en éventail » [47, 48] ou de transducteurs « chirp » [49] pourraient être des pistes pour surmonter ces limitations.

### B.3 Étude des bandes interdites fractionnaires par calcul de l'admittance harmonique.

Dans cette partie, l'équation 2.2 est utilisée pour étudier la cellule à 4 électrodes. La matrice d'admittance qui relie les 4 électrodes dans la cellule élémentaire pour  $k = 0$  est calculée.

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} & Y_{14} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} & Y_{24} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} & Y_{34} \\ Y_{41} & Y_{42} & Y_{43} & Y_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Il existe deux façons de décrire la condition électrique du cas MO<sub>1</sub>O<sub>1</sub>O<sub>1</sub>. La première consiste à imposer

$$\begin{aligned} I_2 + I_3 + I_4 &= 0 \\ V_2 = V_3 = V_4 &= 0 \\ V &= V_1, I = I_1. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Ce système revient à connecter les électrodes 2, 3 et 4 ensemble, imposer une condition de potentiel flottant pour le groupe, et utiliser la première électrode pour exciter la structure. On cherche alors les pôles de l'expression  $I/V$  pour retrouver les modes du cas MO<sub>1</sub>O<sub>1</sub>O<sub>1</sub>. Les zéros correspondent à un autre cas de connexion, le O<sub>1</sub>O<sub>2</sub>O<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. Pour la seconde description on impose

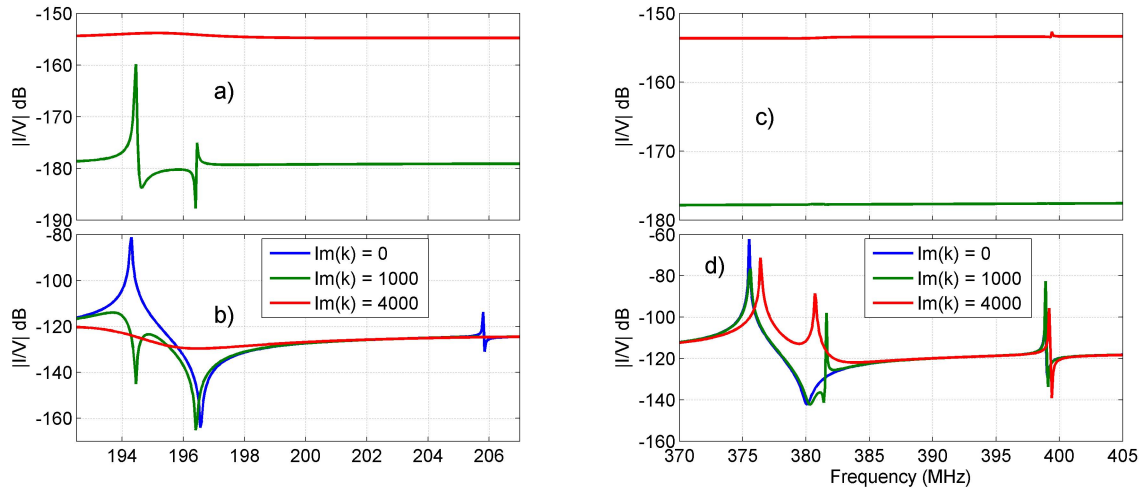


FIGURE B.4 –  $I/V$  calculés pour le cas  $MO_1O_1O_1$ , dans les deux gammes de fréquences  $[192,5; 207,5]$  MHz (a, b) et  $[370; 405]$  MHz (c, d). Les figures a) et c) utilisent les conditions B.2 et les figures b), d) les conditions B.3.

$$\begin{aligned}
 I &= I_2 + I_3 + I_4 = 0 \\
 V &= V_2 = V_3 = V_4 \\
 V_1 &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{B.3}$$

Ce jeu de conditions revient à connecter les électrodes 2, 3 et 4 ensemble et à utiliser ce groupe pour exciter des ondes alors que la première électrode est connectée à la masse. Avec ces conditions ce sont les zéros de l'expression  $I/V$  qui correspondent aux modes du cas  $MO_1O_1O_1$ , alors que les pôles indiquent ceux du cas MMMM (équivalent au cas CC simple). On résume sur le tableau B.5 à quel cas de connexion correspondent les zéros et pôles des conditions B.2 et B.3.

$I/V$	Pôles	Zéros
Condition B.2	$MO_1O_1O_1$	$O_1O_2O_2O_2$
Condition B.3	MMMM	$MO_1O_1O_1$

TABLEAU B.5 – Correspondance entre les cas de connexion et les pôles/zéros des conditions B.2 et B.3.

Les figures B.4 a)-d) présentent les variations en fréquence de la grandeur  $I/V$  pour les conditions B.2 et B.3 obtenues à l'aide de la matrice d'admittance.

Le calcul de l'admittance est présenté pour différentes valeurs de la partie imaginaire du nombre d'onde. Cette opération est réalisée dans le but de trouver les pôles et les zéros qui sont « cachés » pour une valeur de  $k = 0$ , du fait qu'il n'est pas possible de les exciter électriquement, comme discuté dans l'introduction de cette annexe. Par ailleurs, la condition B.2 ne permet aucun calcul de la grandeur  $I/V$  lorsque  $Im(k) = 0$  (c.f. l'absence de courbe bleue en figures B.4 a) et c)), en raison des propriétés de symétrie de la matrice d'admittance obtenue dans ce cas. Pour démontrer ceci on considère les électrodes de la structure périodique infinie en bord de zone de Brillouin (avec  $Im(k) = 0$ ). En bord de zone de Brillouin, le déphasage du potentiel entre une électrode et sa voisine est de  $\pm\pi$  et donc on a :  $V_2 = -V_1$ ,  $V_3 = V_1$ ,  $V_4 = -V_1$  et  $I_2 = -I_1$ ,  $I_3 = I_1$ ,  $I_4 = -I_1$ , ce qui permet d'exprimer tous les paramètres de la matrice en fonction du paramètre  $Y_{11}$ . On impose ensuite la connexion entre les 3 électrodes et l'annulation du potentiel :



$$\begin{bmatrix} Y_{11} & -Y_{11} & Y_{11} & -Y_{11} \\ -Y_{11} & Y_{11} & -Y_{11} & Y_{11} \\ Y_{11} & -Y_{11} & Y_{11} & -Y_{11} \\ -Y_{11} & Y_{11} & -Y_{11} & Y_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} Y_{11} & -Y_{11} \\ -Y_{11} & Y_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_{O_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ 0 \end{bmatrix} \rightarrow \frac{I}{V} = Y_{11} - Y_{11} = 0. \quad (\text{B.4})$$

Même si l'on s'intéresse à l'évolution de l'admittance pour  $Im(k) \neq 0$ , du fait qu'un seul doigt est utilisé pour l'excitation, les modes sont peu couplés aux variables électriques et on n'observe que de très faibles variations de la valeur  $I/V$  sur la figure B.4 c). Deux paires de résonances/antirésonances sont néanmoins identifiables sur la figure B.4 a) autour des fréquences 194,3 et 196,6 MHz pour  $Im(k) = 1000$  rad/m, très proches de celles relevées sur les simulations modales. Il s'agit des bornes d'une des bandes interdites fractionnaires. On notera que les fréquences relevées sont très proches de la moitié des fréquences de la bande interdite principale, obtenue lorsque les périodes électrique et mécanique sont égales. Les pôles correspondent à la bande interdite du cas  $MO_1O_1O_1$ , et les zéros à la bande interdite du cas  $O_1O_2O_2O_2$  [194,3, 196,67] MHz (Tableau B.5). Sur les figures B.4 b) et d), le groupe de 3 électrodes est utilisé comme port d'entrée et les variations sur la valeur  $I/V$  sont beaucoup plus marquées. Sur la figure B.4 b), on remarque que pour  $Im(k) = 0$ , on retrouve une résonance et une antirésonance à forts coefficients de qualité pour les fréquences 194,3 et 196,6 MHz. Pour  $Im(k) = 1000$  rad/m, les pôles ne sont plus visibles, le mode CC semblant avoir « disparu ». On notera à ce sujet que ce pôle n'indique pas dans ce cas un bord de bande interdite (qui n'existe pas à cette fréquence, puisque la périodicité quadruple est purement fictive), ce qui implique une absence de branche de dispersion complexe partant de ce point, et par conséquent justifie cette absence de pôle d'admittance dans la partie complexe de l'espace des  $k$ . Le zéro à 196,6 MHz est décalé vers une fréquence très légèrement plus basse et un nouveau zéro apparaît en dessous, vers 194,4 MHz. Ces deux zéros doivent donc appartenir à la bande interdite du cas  $MO_1O_1O_1$  [194,3, 196,67] MHz (tableau B.3). Sur la figure B.4 d), pour une valeur de  $Im(k) = 0$ , on retrouve un zéro (antirésonance) avec un faible facteur de qualité pour une fréquence de 380,1 MHz. Cette fréquence est très proche de la valeur 380,07 MHz retrouvée par la simulation modale. Pour une valeur de  $Im(k) = 1000$  rad/m, l'antirésonance se décale vers les hautes fréquences et l'antirésonance qui correspond à l'autre borne de la bande interdite est présente pour 381,4 MHz. Pour une valeur de  $Im(k) = 4000$  rad/m ces antirésonances ne sont plus présentes, la branche qui correspond à ce mode se renferme entre ces deux valeurs de  $Im(k)$ . Finalement on identifie les résonances qui correspondent à la bande interdite en court-circuit (cas MMMM), à partir des pôles pour lesquels le potentiel s'annule sur les 4 électrodes de la cellule.

On s'intéresse à présent à un calcul similaire pour le cas  $MO_1O_1O_2$ . Dans ce cas, la bande interdite entre 370 et 405 MHz pour  $k = 0$  est très étroite, avec une largeur relative d'environ 0,11 %. On ne présente donc que le calcul pour la gamme de fréquences la plus basse. Pour ce cas de connexion, trois différents groupes sont possibles comme port d'entrée : le groupe « M », le groupe «  $O_1O_1$  » et le groupe «  $O_2$  ». Si on cherche à utiliser l'électrode 1 comme port d'entrée, on impose alors

$$\begin{aligned} V &= V_1, I = I_1 \\ I_2 + I_3 &= 0, V_2 = V_3 \\ I_4 &= 0. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Les pôles de la grandeur  $I/V$  correspondent alors aux modes du cas  $MO_1O_1O_2$  alors que les zéros correspondent au cas  $O_1O_2O_2O_3$ . Pour utiliser le groupe constitué des électrodes 2 et 3, on impose

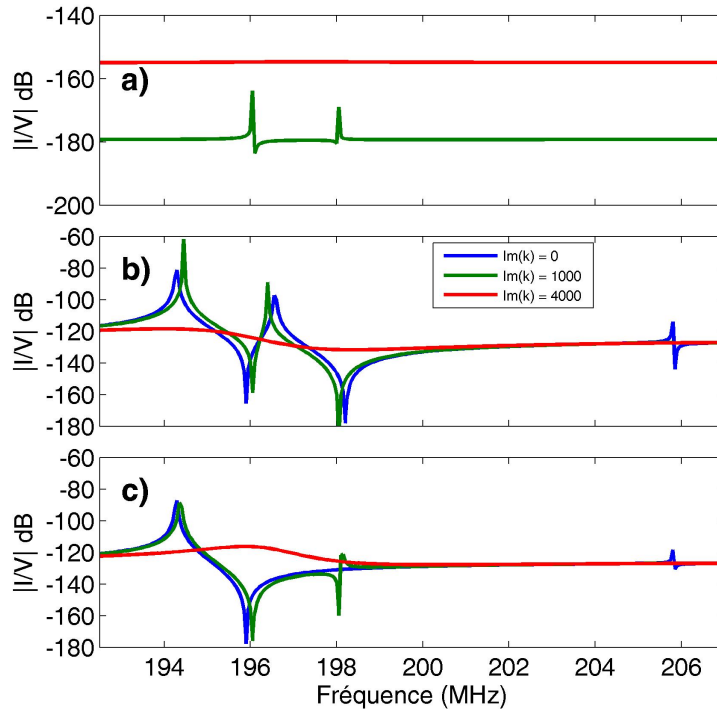


FIGURE B.5 –  $I/V$  calculée pour le cas  $MO_1O_1O_2$ , dans la gamme de fréquences [192,5, 207,5] MHz, en appliquant respectivement les conditions a) B.5, b) B.6 et c) B.7.

$$\begin{aligned}
 I &= I_2 + I_3, V = V_2 = V_3 \\
 V_1 &= 0 \\
 I_4 &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{B.6}$$

Les zéros de la grandeur  $I/V$  correspondent dans ce cas aux modes du cas  $MO_1O_1O_2$  alors que les pôles correspondent au cas  $MMMO_1$ . Pour utiliser l'électrode 4 comme port d'entrée il faut imposer

$$\begin{aligned}
 V &= V_4, I = I_4 \\
 V_1 &= 0 \\
 I_2 + I_3 &= 0, V_2 = V_3.
 \end{aligned}
 \tag{B.7}$$

Les zéros de la grandeur  $I/V$  correspondent alors aux modes du cas  $MO_1O_1O_2$  alors que les pôles correspondent au cas  $MO_1O_1M$ . On résume sur le tableau B.6 à quels cas de connexion correspondent les zéros et pôles des conditions B.5, B.6 et B.7.

$I/V$	Pôles	Zéros
Condition B.5	$MO_1O_1O_2$	$O_1O_2O_2O_3$
Condition B.6	$MMMO_1$	$MO_1O_1O_2$
Condition B.7	$MO_1O_1M$	$MO_1O_1O_2$

TABLEAU B.6 – Correspondance entre les cas de connexion et les pôles/zéros des conditions B.5, B.6, et B.7.

La figure B.5 présente le résultat du calcul de ces expressions.

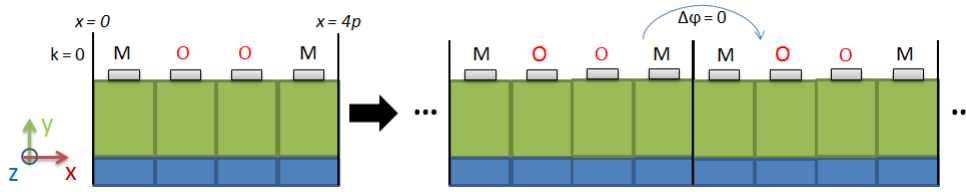


FIGURE B.6 – Schéma du potentiel électrique dans 2 cellules de 4 électrodes pour le cas  $MO_1O_1M$  pour un nombre d'onde nul.

En accord avec le tableau B.6, les bornes de la bande interdite en condition  $MO_1O_1O_2$  ([196, 198,2] MHz) apparaissent à la fois en tant que pôles sur la figure B.5 a), et en tant que zéros sur les figures B.5 b) et c).

Pour  $Im(k) = 1000$ , la figure B.5 c) présente des pôles supplémentaires aux fréquences 194,3 et 198,2 MHz qui correspondent au cas  $MO_1O_1M$  et qui coïncident avec la bande interdite présente pour les cas  $O_1O_1$  et  $MO_1$  en  $k = 1$ . Pour expliquer ceci, on schématise le potentiel pour le cas  $MO_1O_1M$  à la figure B.6. Pour cette condition, la structure est équivalente à une alternance entre des conditions  $O_1O_1$  et  $MM$ . Le potentiel électrique n'étant défini qu'à une constante près, cette alternance est équivalente au cas  $O_1O_1$  en  $k = 1$ .

Sur la figure B.5 b) qui affiche le calcul de  $I/V$  en utilisant les conditions B.6, on observe en  $Im(k) = 0$  (en plus des zéros déjà évoqués) des pôles pour les fréquences 194,3 et 196,6 MHz qui correspondent au cas  $MMO_1$ . La définition du potentiel électrique à une constante près rend les cas  $MMO_1$  et  $MO_1O_1O_1$  équivalents d'un point de vue électrique et en effet la bande interdite pour le cas  $MO_1O_1O_1$  est présente entre 194,3 et 196,67 MHz.

Les résultats de ces quelques cas test sont encourageants pour une généralisation de l'équation 2.2 à une cellule élémentaire ayant un nombre d'électrodes quelconque. Les fréquences des modes calculés par simulation modale pour les cas  $MO_1O_1O_1$  et  $MO_1O_1O_2$  sont en bon accord avec les résultats observés à partir de la matrice d'admittance. Les pôles et zéros supplémentaires obtenus par le calcul correspondent à d'autres conditions électriques compatibles avec les conditions électriques imposés par les équations B.2-B.3 et B.5-B.7. Quelques difficultés ont été rencontrées pour obtenir les pôles et zéros sur la grandeur  $I/V$  dans la figure B.4 c) : dans ce cas un seul doigt est utilisé pour l'excitation et donc les modes sont peu couplés aux variables électriques et on n'observe que de très faibles variations de la valeur  $I/V$ . Additionnellement, en bord de zone de Brillouin, les paramètres de la matrice d'admittance sont reliés très simplement par la relation de phase de Bloch-Floquet et donc, certains choix d'équations empêchent le calcul de la grandeur  $I/V$  qui s'annule pour toutes les fréquences. On peut généraliser cette relation entre les paramètres de la matrice en bord de zone de Brillouin par

$$Y_{ij} = (-1)^i (-1)^j Y_{11}. \quad (B.8)$$

Une règle générale qui permettrait d'éviter un mauvais choix de conditions électriques est difficile à formuler du fait que les transformations de la matrice d'admittance pour calculer la grandeur  $I/V$  sont peu habituelles. La recherche de cette règle devra se poursuivre en étudiant la conséquence de l'équation B.8 sur les paramètres de la matrice quand elle est transformée par les équations 4.6 et 4.10 qui généralisent les opérations de mise à la masse, mise en potentiel flottant et interconnexion des électrodes. Le calcul de la matrice d'admittance pour de larges gammes de fréquence nécessite des temps de calcul importants. Des algorithmes de recherche automatique couplés au calcul de l'admittance harmonique pourraient permettre d'obtenir l'essentiel de l'information plus rapidement en suivant les pôles et zéros pour obtenir directement les courbes de dispersion de la structure.



## Annexe C

# Étude des éléments de la matrice d'admittance utilisée pour les résonateurs agiles fabriqués

Dans cette annexe, on présente l'étude des éléments de la matrice d'admittance (calculée par simulations EF) utilisée pour calculer les cas de connexion abordés dans le chapitre 4. La figure C.1 rappelle le groupement des électrodes en peignes du résonateur pour cette matrice (cf. figure 4.8). La figure C.2 présente la variation de l'amplitude des termes de sa diagonale principale en fonction de la fréquence. Les différentes courbes sont décalées artificiellement pour faciliter la lecture. Ces termes correspondent à chaque fois à l'admittance du résonateur lorsque toutes les entrées sont mises à la masse à part une. On remarque que la réponse est quasiment inchangée si on excite la structure avec un peigne ou l'autre peigne en vis à vis (par exemple peigne 1 ou 5, 2 ou 6, etc.). La phase des différents paramètres, qui n'est pas représentée, est également inchangée.

Il apparaît que l'utilisation du port 2 comme port d'entrée donne des fréquences de résonance/antirésonance CC proches de celles obtenues quand le port 1 est utilisé. Cependant, la résonance/antirésonance est légèrement atténuée par rapport au cas où le port 1 est utilisé car le transducteur est plus proche de l'extrémité de la cavité, ce qui réduit le confinement de l'énergie par les miroirs. On notera ici que les ports 1 et 2 comportent un nombre similaire d'électrodes, et la capacité statique du résonateur est donc similaire dans les deux cas. Quand on utilise le port 3, qui comporte un nombre d'électrodes plus important, la capacité est réduite, et plusieurs résonances parasites apparaissent.

Quand on utilise le port 4, qui est le plus éloigné du centre de la cavité, la résonance est très atténuée. On obtient des ondulations de l'admittance qui correspondent à la propagation des ondes entre les extrémités de la cavité.

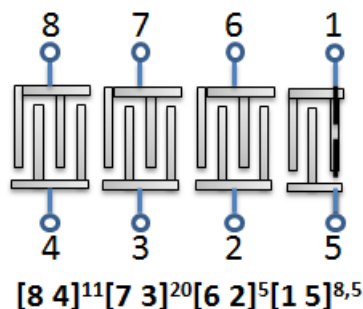


FIGURE C.1 – Schéma de la géométrie utilisée pour le calcul de la matrice d'admittance harmonique. Le numéro de chaque peigne correspond à une ligne de la matrice.

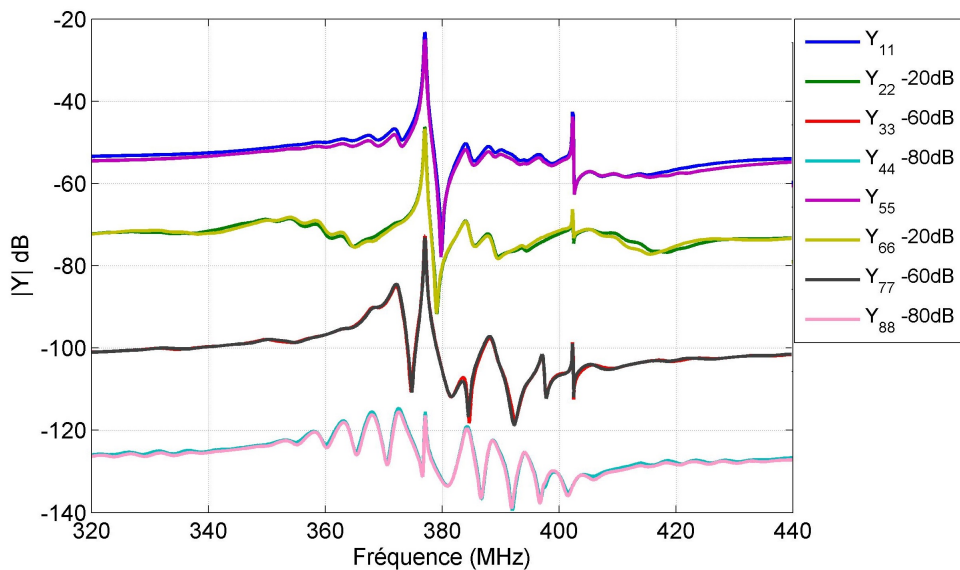


FIGURE C.2 – Diagonale principale de la matrice d'admittance (en module), calculée pour la division 22-40-10.

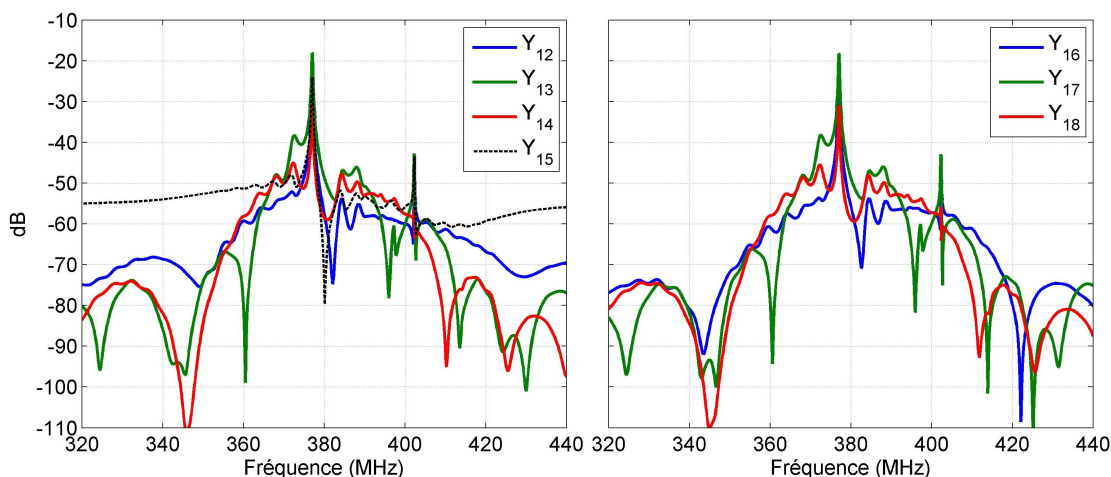


FIGURE C.3 – Amplitude en décibels de sept paramètres de la première ligne de la matrice d'admittance calculée.

La Figure C.3 présente d'autres paramètres de la première ligne de la matrice d'admittance calculée. Ces paramètres sont des transadmittances qui relient le courant et la tension sur deux ports distincts. Des lobes à plus forte transadmittance sont présents dans les gammes de fréquences pour lesquelles les conductances de rayonnement des ports mis en jeu sont élevées. Le port 5 étant directement en face du port 1, l'amplitude du paramètre  $Y_{15}$  est presque égale à celle du paramètre  $Y_{11}$ . La résonance de la cavité présente sur les paramètres  $Y_{12}$  et  $Y_{16}$  indique qu'il est possible d'utiliser cette structure comme un résonateur à deux ports (utilisant le port 1 en entrée et soit le port 2 soit le port 6 en sortie) pour réaliser des filtres passe-bande (c.f. Chapitre 5). À des fréquences éloignées de la fréquence de résonance, la transadmittance est réduite et donc un meilleur isolement est obtenu entre l'entrée et sortie du résonateur. Dans le contexte d'une cellule en L ceci permettrait d'améliorer la réjection hors bande des filtres en échelle. Pour les paramètres  $Y_{14}$  et  $Y_{18}$ , relevés aux ports les plus éloignés du centre de la cavité, on note une chute de la transadmittance entre 377 et 384,3 MHz qui correspond à la réflexion des ondes par les miroirs en condition de court-circuit et donc à la bande interdite CC. Cet effet est également à l'origine de la lente variation de l'amplitude du paramètre  $Y_{44}$  au niveau de la bande interdite CC (figure C.2).

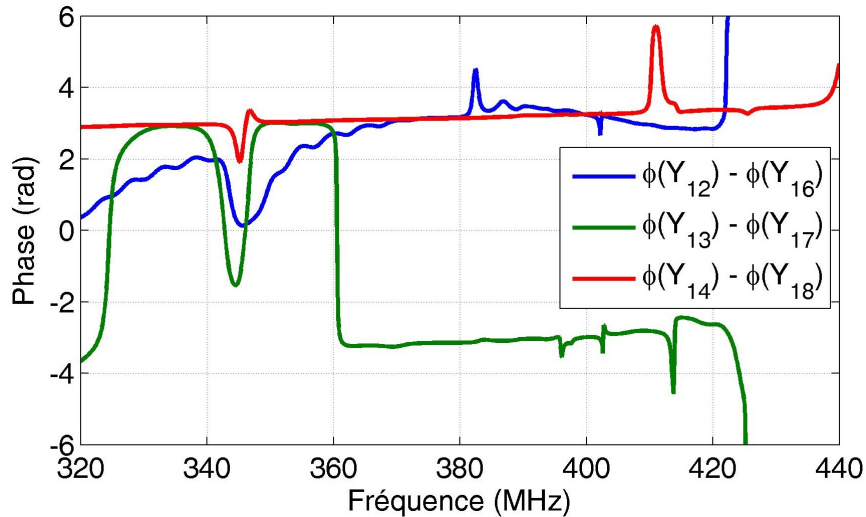


FIGURE C.4 – Différence déroulée des phases des paramètres  $Y_{1j}$  pour deux peignes  $j$  appartenant à la même paire.

La figure C.4 présente la différence de phase déroulée des transadmittances entre le port 1 et deux peignes appartenant aux mêmes paires (par exemple la différence entre la phase des paramètres  $Y_{14}$  et  $Y_{18}$  qui correspondent à la dernière paire de peignes).

On voit que la différence de phase est d'environ  $\pi$  (ou  $-\pi$ ) pour toutes les paires de peignes entre environ 360 et 410 MHz. Pour l'onde stationnaire dans la cavité en condition de résonance, les maxima et minima de l'onde doivent coïncider approximativement au centre des électrodes successives dans la structure. Ainsi pour une section du miroir composée de deux peignes interdigités, l'un des peignes correspond aux maxima de l'onde et l'autre aux minima. Le déphasage de  $\pm\pi$  obtenu sur la phase des transadmittances doit correspondre au déphasage spatial de l'onde dans la cavité. Une multitude d'autres effets liés au couplage électrostatique, à la taille des paires de peignes qui composent le miroir et aux réflexions multiples sont présents sur les différentes courbes mais ne sont pas discutés dans ce mémoire. Des informations plus détaillées sur l'utilisation des expériences numériques, des structures multiport et des transadmittances pour étudier la réponse des structures utilisées dans les dispositifs à ondes de surface peuvent être trouvées dans les articles de Lehtonen et al. qui ont étudié la réponse de miroirs à faibles nombres d'électrodes sur un substrat  $\text{LiNbO}_3$  [96, 107].

Les expressions de la matrice d'admittance et les transformations données par les équations 4.6 et 4.10 donnent accès à un nombre très élevé de cas de connexion. Le fait d'interconnecter des ports du résonateur peut être vu comme la partition des 8 ports disponibles dans des groupes. Ainsi, la connexion des ports 2, 3 et 4, donne une partition des ports : [1, 5, 6, 7, 8, 234]. Pour retrouver la réponse du résonateur simple port, il est nécessaire d'imposer une condition électrique à tous les ports à l'exception du port d'entrée. Le choix est binaire, on peut imposer soit une condition de mise à la masse ou bien une condition de potentiel flottant. Pour la partition où les ports 2,3 et 4 sont connectés entre eux, alors on a  $2^5$  ( $2^{n_{groupes}-1}$ ) différentes combinaisons possibles. En combinatoire les nombres de Bell donnent le nombre de partitions possibles d'un ensemble à  $n$  éléments distincts. Le huitième nombre de Bell est  $B_8 = 4140$ . En prenant en compte le fait d'imposer des conditions électriques aux différents ports, on obtient un total de 215173 combinaisons différentes. Ce calcul ne prend pas en compte les cas de connexion qui sont équivalents entre eux, par exemple les cas qui utilisent des peignes en vis-à-vis montrés sur la figure C.2. Par ailleurs, plusieurs cas de connexion ne sont guère utilisables. Si par exemple le port en face du port d'entrée est mis en potentiel flottant, il n'est pas possible d'exciter correctement des ondes de surface. De même, les cas qui utilisent les ports éloignés du centre comme ports d'entrée peuvent être éliminés car ils rayonnent fortement vers l'extérieur de la cavité.





## Annexe D

# Modèle circuit des ponts diélectriques

L'ensemble des effets parasites liés à la présence de lignes d'accès, bus et pads métalliques autour des résonateurs peut être modélisé par un circuit externe équivalent, représentable sous la forme d'une matrice d'admittance  $Y_{ext}$ . Dans le cadre de cette thèse, compte tenu des fréquences de fonctionnement visées, les effets liés aux distances de propagation sont faibles, et on se focalisera sur l'étude des effets parasites de type capacitif introduits par les ponts diélectriques présents sur plusieurs des dispositifs commutables. On considère dans un premier temps un dispositif à  $N$  ports qui a une matrice d'admittance  $[Y]$ . La matrice d'admittance externe  $Y_{Par}$  modélisant les effets parasites est définie pour un sous-ensemble de ces ports. Pour la connecter aux ports du résonateur pertinents, on définit de nouveaux degrés de liberté  $V_{Par}$  et  $I_{Par}$  qui représentent les grandeurs électriques aux bornes du circuit correspondant aux effets parasites.

$$\begin{bmatrix} [Y] & 0 \\ 0 & [Y_{Par}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V \\ V_{Par} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ I_{Par} \end{bmatrix}. \quad (D.1)$$

Ensuite la procédure représentée par les équations 4.6 et 4.10 est utilisée pour connecter les différents ports au circuit utilisé pour modéliser les effets parasites. Concrètement, cette méthode pourrait être utilisée pour étudier l'effet des ponts diélectriques sur la réponse des résonateurs dans la section 4.6. Pour évaluer expérimentalement l'impact des ponts diélectriques sur la réponse d'un dispositif, quatre variations du dispositif  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  ont été fabriquées. La figure D.1 présente leurs géométries. Au lieu de connecter les deux groupes d'indice 1 à l'intérieur de la cavité (cf. figure 4.17), des lignes supplémentaires (en gris) sont ajoutées. Ces lignes croisent la ligne de masse et il est donc nécessaire d'utiliser des ponts. On fera la comparaison des résultats de mesures entre ces dispositifs et le dispositif du Chapitre 4 (figure 4.16) qui ne présente pas de capacité parasite amenée par les ponts. Dans l'ordre croissant de la capacité des ponts, on a d'abord la version 4 (V4) pour laquelle les métallisations au-dessus et en-dessous de l'isolant sont minces. La suivante est la version 3 (V3) pour laquelle seulement l'une des métallisations est mince par rapport au reste des lignes. Finalement, pour les versions 2 (V2) et 5 (V1) la taille des lignes au niveau de l'isolant ne change pas et donc ces versions présentent la capacité parasite la plus importante.

Les mesures présentées en section 4.5 ont montré que les ponts ont un impact presque complètement capacitif. Néanmoins pour être exhaustifs, on ajoute également dans le modèle des impédances en série pour modéliser les pistes métalliques. La figure D.2 présente le modèle. La figure D.2 a) présente le schéma circuit avec le résonateur inclus. Chaque pont est modélisé par la capacité qui relie les lignes de masse aux lignes qui connectent les groupes en potentiel flottant. On ajoute avant et après les nœuds aux bornes de la capacité des résistances pures qui peuvent modéliser la montée en résistance causée par le rétrécissement de la taille de la ligne qui permet de réduire la capacité des ponts. Par ailleurs, on ajoute des impédances qui pourraient éventuellement servir à modéliser la propagation des ondes EM sur la ligne si la fréquence de travail

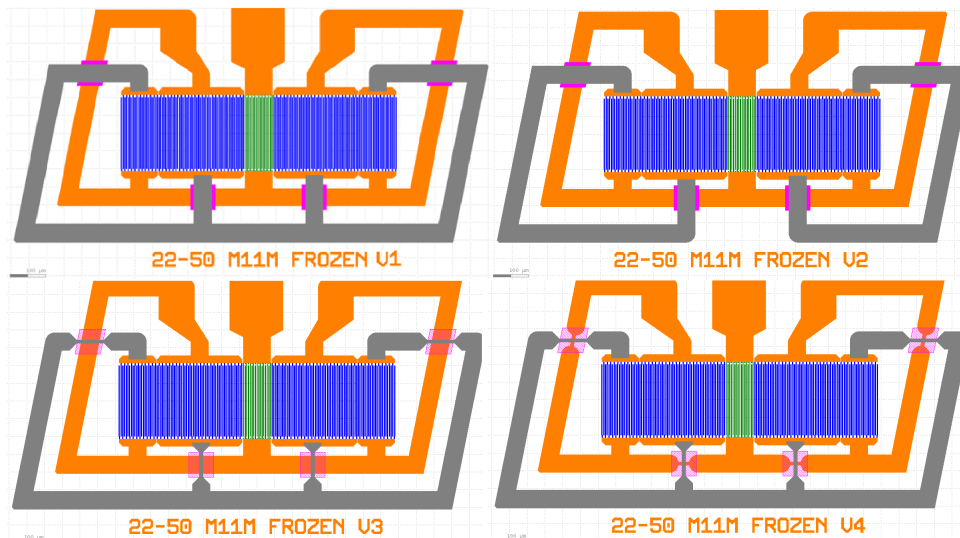


FIGURE D.1 – Géométrie des différentes versions du résonateur  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ , fabriquées pour mettre en évidence l'effet des ponts diélectriques sur la réponse des dispositifs.

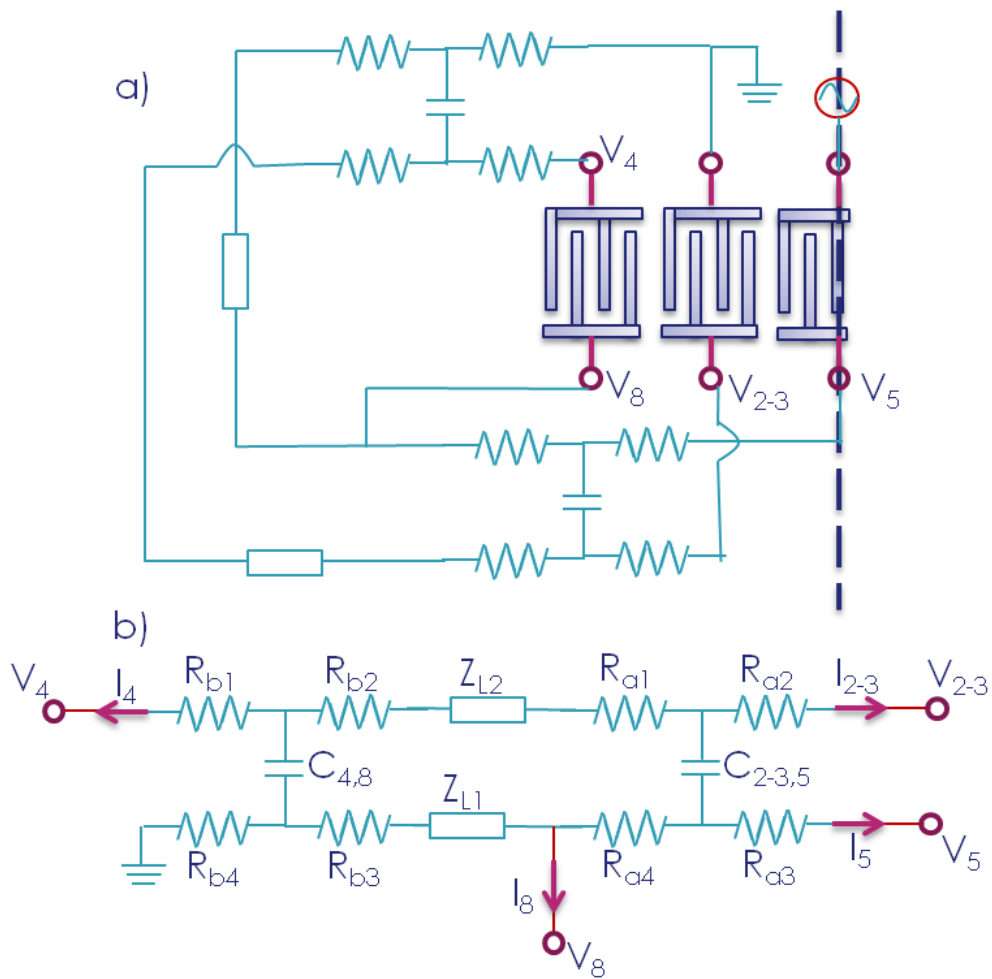


FIGURE D.2 – Schéma du circuit utilisé pour modéliser l'impact des parasites amenés par les ponts diélectriques.

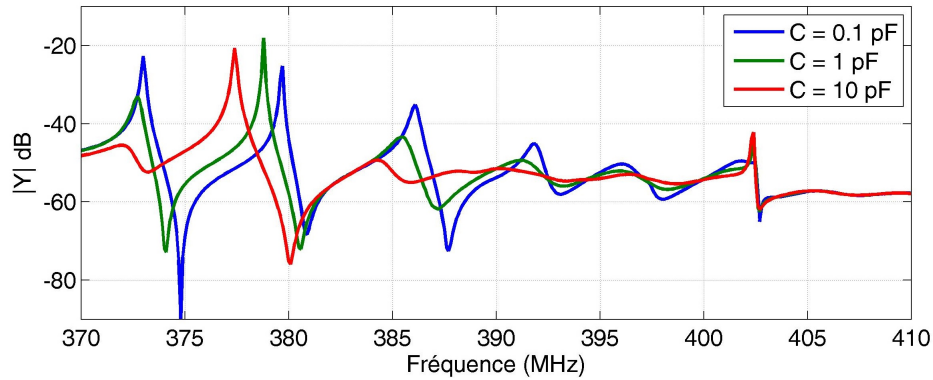


FIGURE D.3 – Admittance simulée du résonateur pour le cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$  en ajoutant au modèle des capacités parasites  $C$  représentant les ponts diélectriques.

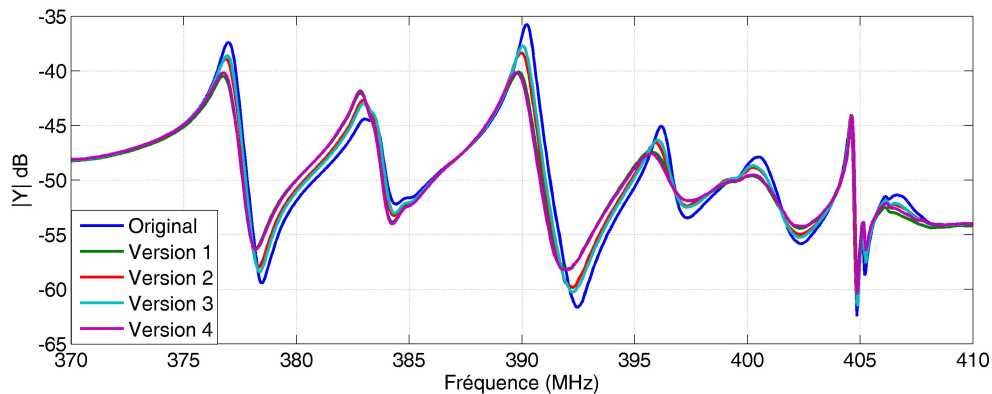


FIGURE D.4 – Mesure de l'admittance du résonateur pour les différentes versions du cas  $[M1]^{11}[1M]^{25}[TM]^{8,5}$ .

était augmentée. La figure D.2 b) reprend le circuit externe isolé. Ce diagramme permet une analyse plus simple du circuit utilisé. Il est alors nécessaire de retrouver la relation entre le potentiel et le courant sortant au niveau de chaque port du réseau. Il faut tenir compte du fait que ce circuit ne représente que la moitié du courant qui rentre ou sort dans les ports puisqu'un modèle symétrique est utilisé pour la matrice d'admittance du résonateur.

Dans la totalité de ce manuscrit, une forte atténuation des résonances a été relevée dans les résultats expérimentaux, par rapport à ceux obtenus par simulations. Une comparaison quantitative ne sera donc pas possible avec les données disponibles. Néanmoins, cette analyse permettra de vérifier les tendances et donc donner des arguments pour expliquer l'effet des capacités parasites amenées par les ponts. Les mesures de la section 4.5 ont donné des valeurs de capacités entre 0,1 et 10 pF. On prend pour les résistances et impédances de lignes une valeur nulle et on fait des tests pour différentes valeurs de capacités de ponts diélectriques. Le résultat est affiché à la figure D.3 On remarque que pour des valeurs plus importantes de la capacité, les résonances basse et haute fréquences sont atténuées et la résonance centrale devient de plus en plus marquée. La réponse du résonateur tend vers celle du cas tout CC. En effet, une capacitance plus importante réduit l'isolement entre les groupes en potentiel flottant et la masse. On montre à la figure D.4 le résultat de mesure des différentes versions du dispositif M1 1M (cf. figure D.1). On remarque également l'atténuation des résonances plus basses et hautes fréquences, accompagnée d'une augmentation de l'amplitude de la résonance centrale, et également de l'atténuation des ondulations de l'admittance entre 395 MHz et la résonance due au mode SH. Les courbes correspondantes aux versions 1 et 4 sont quasiment confondues.



# Bibliographie

- [1] S. ALZUAGA, W. DANIAU, R. SALUT, T. BARON, S. BALLANDRAS et E. DEFAY. « Tunable and high quality factor SrTiO<sub>3</sub> surface acoustic wave resonator ». *Applied Physics Letters* 105 (août 2014), p. 062901.
- [2] P. SMOLE, W. RUILE, C. KORDEN, A. LUDWIG, E. QUANDT, S. KRASSNITZER et P. PONGRATZ. « Magnetically tunable SAW-resonator ». *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003*. 2003, p. 903-906.
- [3] H. ZHOU, A. TALBI, N. TIERCELIN et O. BOU MATAR. « Multilayer magnetostrictive structure based surface acoustic wave devices ». *Applied Physics Letters* 104 (mars 2014), p. 114101.
- [4] S. URABE. « Voltage Controlled Monolithic SAW Phase Shifter and Its Application to Frequency Variable Oscillator ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 29.5 (1982), p. 255-260.
- [5] M. ROTTER, A. WIXFORTH, W. RUILE, D. BERNKLAU et H. RIECHERT. « Giant acoustoelectric effect in GaAs/LiNbO<sub>3</sub> hybrids ». *Applied Physics Letters* 73 (oct. 1998), p. 2128-2130.
- [6] J. ZHU, Y. CHEN, G. SARAF, N. EMANETOGLU et Y. LU. « Voltage tunable surface acoustic wave phase shifter using semiconducting/piezoelectric ZnO dual layers grown on r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ». *Applied Physics Letters* 89 (oct. 2006), p. 103513.
- [7] J. PEDRÓS, F. CALLE, R. CUERDO, J. GRAJAL et Z. BOUGRIOUA. « Voltage tunable surface acoustic wave phase shifter on AlGaIn/GaN ». *Applied Physics Letters* 96 (mars 2010), p. 123505.
- [8] R. LI, P. I. REYES, S. RAGAVENDIRAN, H. SHEN et Y. LU. « Tunable surface acoustic wave device based on acoustoelectric interaction in ZnO/GaN heterostructures ». *Applied Physics Letters* 107.7 (2015), p. 073504.
- [9] R. LI, P. REYES, G. LI, k. TANG, K. YANG, S.-Y. WANG, J. HAN, N. EMANETOGLU et Y. LU. « Tunable SAW Devices Based on Ni:ZnO/ZnO/GaN Structures with Buried IDTs ». *ECS Journal of Solid State Science and Technology* 6 (jan. 2017), S3119.
- [10] R. LI, G. LI, W.-C. HONG, P. REYES, k. TANG, K. YANG, S.-Y. WANG, H. YE, Y. LI, L. ZHANG, K. KISSLINGER et Y. LU. « Tunable surface acoustic wave device using semiconducting MgZnO and piezoelectric NiZnO dual-layer structure on glass ». *Smart Materials and Structures* 27 (juin 2018), p. 085025.
- [11] K.-y. HASHIMOTO, T. KIMURA, T. MATSUMURA, H. HIRANO, M. KADOTA et M. ESASHI. « Moving Tunable Filters Forward: A Heterointegration Research Project for Tunable Filters Combining MEMS and RF SAW/BAW Technologies ». *Microwave Magazine, IEEE* 16.7 (août 2015), p. 89-97.
- [12] K.-y. HASHIMOTO, S. TANAKA et M. ESASHI. « Tunable RF SAW/BAW filters: Dream or reality? » *Proceedings of the IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition* (mai 2011), p. 1-8.
- [13] T. WADA, T. OGAMI, A. HORITA, H. OBIYA, M. KOSHINO, M. KAWASHIMA et N. NAKAJIMA. « A new tunable SAW filter circuit for reconfigurable RF ». *2016 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2016, p. 1-4.

- [14] N. KAINA, F. LEMOULT, M. FINK et G. LEROSEY. « Negative refractive index and acoustic superlens from multiple scattering in single negative metamaterials ». *Nature* 525 (sept. 2015), p. 77-81.
- [15] V. LAUDE. « Principles and properties of phononic crystal waveguides ». *APL Materials* 9.8 (2021), p. 080701.
- [16] S. DEGRAEVE. « Cristaux phononiques accordables ». 2013LIL10187, Université de Lille. Thèse de doct. 2013.
- [17] S. DEGRAEVE, C. GRANGER, B. DUBUS, J. VASSEUR, M. PHAM THI et A. HLADKY-HENNION. « Tunability of a One-Dimensional Elastic/Piezoelectric Phononic Crystal Using External Capacitances ». *Acta Acustica united with Acustica* 101 (juin 2015), p. 494-501.
- [18] C. VASSEUR. « Cristaux phononiques accordables : applications aux composants pour les télécommunications ». 2017LIL10211, Université de Lille. Thèse de doct. 2017.
- [19] R. AIGNER. « Tunable Filters? Reality Check Foreseeable Trends in System Architecture for Tunable RF Filters ». *IEEE Microwave Magazine* 16.7 (2015), p. 82-88.
- [20] M. STEER. *Microwave and RF Design: Transmission Lines. Volume 2 (Third Edition)*. North Carolina : NC State University, 2019, p. 51-127.
- [21] K. KUROKAWA. « Power Waves and the Scattering Matrix ». *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 13.2 (1965), p. 194-202.
- [22] D. FRICKEY. « Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances ». *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 42.2 (1994), p. 205-211.
- [23] M. Z. KOOHI et A. MORTAZAWI. « Switched Mode Thin Film Bulk Acoustic Wave Resonators ». *2019 IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS)*. 2019, p. 528-531.
- [24] A. NOETH, T. YAMADA, P. MURALT, A. K. TAGANTSEV et N. SETTER. « Tunable thin film bulk acoustic wave resonator based on Ba<sub>x</sub>Sr<sub>1-x</sub>TiO<sub>3</sub> thin film ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 57.2 (2010), p. 379-385.
- [25] D. ROYER et E. DIEULESAINT. *Elastic waves in Solids 1, Free and Guided Propagation*. Springer-Verlag, Heidelberg, 2000, p. 171-331.
- [26] R. PEACH. « On the existence of surface acoustic waves on piezoelectric substrates ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 48.5 (oct. 2001), p. 1308-1320.
- [27] A. REINHARDT, T. PASTUREAUD, S. BALLANDRAS et V. LAUDE. « Scattering matrix method for acoustic waves in piezoelectric, fluid, and metallic multilayers ». *Journal of Applied Physics* 94 (déc. 2003), p. 6923-6931.
- [28] V. ZHANG, J.-E. LEFEBVRE, C. BRUNEEL et T. GRYBA. « A unified formalism using effective surface permittivity to study acoustic waves in various anisotropic and piezoelectric multilayers ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 48.5 (2001), p. 1449-1461.
- [29] K.-y. HASHIMOTO. *Surface acoustic wave devices in telecommunications. Modelling and simulation*. Springer-Verlag, Heidelberg, jan. 2000, p. 1-22.
- [30] J. W. STRUTT. « On Waves propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid ». *Scientific Papers. T. 2*. Cambridge Library Collection - Mathematics. Cambridge University Press, Cambridge, 2009, p. 441-447.
- [31] V. STRASHILOV et V. YANTCHEV. « Surface transverse waves: properties, devices, and analysis ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 52.5 (2005), p. 812-821.



- [32] T. BAGWELL et R. BRAY. « Novel Surface Transverse Wave Resonators with Low Loss and High Q ». *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*. 1987, p. 319-324.
- [33] M. I. G. ROCHA, Y. JIMÉNEZ, F. A. LAURENT et A. ARNAU. « Love Wave Biosensors: A Review ». *State of the Art in Biosensors - General Aspects*. Sous la dir. de T. RINKEN. IntechOpen, London, 2013. Chap. 11.
- [34] S. BALLANDRAS, E. COURJON, F. BERNARD, T. LAROCHE, A. CLAIRET, I. RADU, I. HUYET, A. DROUIN et E. BUTAUD. « New generation of SAW devices on advanced engineered substrates combining piezoelectric single crystals and Silicon ». *2019 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (EFTF/IFC)*. 2019, p. 1-6.
- [35] K.-y. HASHIMOTO, M. KADOTA, T. NAKAO, M. UEDA, M. MIURA, H. NAKAMURA, H. NAKANISHI et K. SUZUKI. « Recent development of temperature compensated SAW Devices ». *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*. 2011, p. 79-86.
- [36] R. GOTO, H. NAKAMURA et K.-y. HASHIMOTO. « The modeling of the transverse mode in TC-SAW using SiO<sub>2</sub>/LiNbO<sub>3</sub> structure ». *Japanese Journal of Applied Physics* 58.SG (juin 2019), SGGC07.
- [37] M. SOLAL, J. GRATIER, R. AIGNER, K. GAMBLE, B. ABBOTT, T. KOOK, A. CHEN et K. STEINER. « A method to reduce losses in buried electrodes RF SAW resonators ». *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*. 2011, p. 324-332.
- [38] J. KAITILA, M. YLILAMMI, J. ELLA et R. AIGNER. « Spurious resonance free bulk acoustic wave resonators ». *IEEE Symposium on Ultrasonics*, 2003. T. 1. 2003, p. 84-87.
- [39] J. ZOU, J. LIU, G. TANG, C.-M. LIN et C. S. LAM. « Transverse mode suppression in the AlN lamb wave resonators by piston mode ». *2017 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. 2017, p. 1-4.
- [40] B. ZHANG, T. HAN, G. TANG, X. LI, Y. HUANG, T. OMORI et K.-y. HASHIMOTO. « Impact of Coupling between Multiple SAW Modes on Piston Mode Operation of SAW Resonators ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 65.6 (2018), p. 1062-1068.
- [41] R. HAUSER, R. FACHBERGER, G. BRUCKNER, W. SMETANA, R. REICHER, A. STELZER, S. SCHEIBLHOFER et S. SCHUSTER. « A wireless SAW-based temperature sensor for harsh environment ». *SENSORS 2004 IEEE*. T. 2. Nov. 2004, p. 860-863.
- [42] M. BENETTI, D. CANNATÀ, F. DI PIETRANTONIO, C. MARCHIORI, P. PERSICETTI et E. VERONA. « Pressure sensor based on surface acoustic wave resonators ». *Proceedings of IEEE Sensors*. Nov. 2008, p. 1024-1027.
- [43] M. AGOSTINI, G. GRECO et M. CECCHINI. « Full-SAW Microfluidics-Based Lab-on-a-Chip for Biosensing ». *IEEE Access* 7 (2019), p. 70901-70909.
- [44] K.-y. HASHIMOTO. *Surface acoustic wave devices in telecommunications. Modelling and simulation*. Springer-Verlag, Heidelberg, jan. 2000, p. 47-84.
- [45] J. HODE, J. DESBOIS, P. DIFILIE, M. SOLAL et P. VENTURA. « SPUDT-based filters: design principles and optimization ». *1995 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium*. T. 1. 1995, p. 39-50.
- [46] J. LIN, N. WANG, H. CHEN et Y. SHUI. « Fast, precise, and full extraction of the COM parameters for multielectrode-type gratings by periodic Green's function method ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 49.12 (2002), p. 1735-1738.
- [47] C. CAMPBELL, Y. YE et J. SFERRAZZA PAPA. « Wide-Band Linear Phase SAW Filter Design Using Slanted Transducer Fingers ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 29.4 (1982), p. 224-228.

- [48] E. BAUSK et I. YAKOVKIN. « Withdrawal weighted fan-shaped SAW transducers ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 42.2 (1995), p. 164-167.
- [49] A. SHAW. « La génération d'impulsions courtes d'ondes acoustiques de surface sur un matériau piézo-électrique ». 2017UBFCD063, Université Bourgogne-Franche-Comté. Thèse de doct. 2017.
- [50] F. DAME, M. DUQUENNOY, M. OUAFTOUH, N. SMAGIN, B. PIWAKOWSKI et F. JENOT. « Generation of broadband surface acoustic waves using a dual temporal-spatial chirp method ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 142 (juill. 2017), EL108-EL112.
- [51] K. HASHIMOTO, T. OMORI et M. YAMAGUCHI. « Design considerations on wideband longitudinally-coupled double-mode SAW filters ». *2002 IEEE Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings.* T. 1. 2002, p. 153-157.
- [52] C. HARTMANN, D. CHEN et J. HEIGHWAY. « Modelling of SAW transversely coupled resonator filters using coupling-of-modes modeling technique ». *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings.* T. 1. 1992, p. 39-43.
- [53] J. HEIGHWAY, S. KONDRATIEV et V. PLESSKY. « Balanced bridge SAW impedance element filters ». *1994 Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium.* T. 1. Déc. 1994, p. 27-30.
- [54] P. WRIGHT. « The Natural Single-Phase Unidirectional Transducer: A New Low-Loss SAW Transducer ». *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium.* 1985, p. 58-63.
- [55] D. P. MORGAN, S. ZHGOON et A. SHVETSOV. « One-Port SAW Resonators Using Natural SPUDT Substrates ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 54.10 (2007), p. 1936-1942.
- [56] K. HASHIMOTO, T. OMORI et M. YAMAGUCHI. « Design considerations on surface acoustic wave resonators with significant internal reflection in interdigital transducers ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 51.11 (2004), p. 1394-1403.
- [57] P. VENTURA, J. HODE, M. SOLAL, J. DESBOIS et J. RIBBE. « Numerical methods for SAW propagation characterization ». *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium.* T. 1. Fév. 1998, p. 175-186.
- [58] K.-y. HASHIMOTO. *Surface acoustic wave devices in telecommunications. Modelling and simulation.* Springer-Verlag, Heidelberg, jan. 2000, p. 191-235.
- [59] S. BIRYUKOV, G. MARTIN, R. POLEVOI et M. WEIHNACHT. « Derivation of COM equations for the SAW IDT ». *1994 Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium.* T. 1. 1994, p. 223-226.
- [60] V. PLESSKY et J. KOSKELA. « Coupling-of-Mode analysis of SAW devices ». *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 10.04 (2000), p. 867-947.
- [61] V. LAUDE, M. WILM, S. BENCHABANE et A. KHELIF. « Full band gap for surface acoustic waves in a piezoelectric phononic crystal ». *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics* 71 (avr. 2005), p. 036607.
- [62] M. WILM, S. BALLANDRAS, V. LAUDE et T. PASTUREAUD. « A full 3D plane-wave-expansion model for 1-3 piezoelectric composite structures ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 112 (oct. 2002), p. 943-52.
- [63] N. FINGER, G. KOVACS, J. SCHOBERL et U. LANGER. « Accurate FEM/BEM-simulation of surface acoustic wave filters ». *IEEE Symposium on Ultrasonics, 2003.* T. 2. 2003, p. 1680-1685.
- [64] M. SOLAL, T. ABBOUD, S. BALLANDRAS, S. CHAMALY, V. LAUDE, L. RAPHAEL, T. PASTUREAUD, J. RIBBE, W. STEICHEN et P. VENTURA. « FEM/BEM Analysis for SAW devices ». *Second Int. Symp. on Acoust. Wave Dev. for Future Mobile Comm. Syst.* Chiba, Japan, 2004, paper 3a2.
- [65] P. VENTURA, J. HODE et M. SOLAL. « A new efficient combined FEM and periodic Green's function formalism for the analysis of periodic SAW structures ». *1995 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium.* T. 1. 1995, p. 263-268.

- [66] P. VENTURA et W. STEICHEN. « FEM/BEM analysis of a generalized periodic array ». *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 54.10 (nov. 2007), p. 2052-2059.
- [67] V. LAUDE, C. JEREZ-HANCKES et S. BALLANDRAS. « Surface Green's function of a piezoelectric half-space ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 53.2 (2006), p. 420-428.
- [68] J. KOSKELA, V. PLESSKY, B. WILLEMSSEN, P. TURNER, B. HAMMOND et N. FENZI. « Hierarchical Cascading Algorithm for 2-D FEM Simulation of Finite SAW Devices ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 65.10 (2018), p. 1933-1942.
- [69] J. KOSKELA, V. P. PLESSKY, B. A. WILLEMSSEN, P. J. TURNER, B. GARCIA, R. B. HAMMOND et N. O. FENZI. « Fast GPU-Assisted FEM Simulations of 3D Periodic TCSAW, IHP, and XBAR Devices ». *2019 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. 2019, p. 181-184.
- [70] M. SOLAL, M. GALLAGHER et A. TAJIC. « Full 3D simulation of SAW resonators using hierarchical cascading FEM ». *2017 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. 2017, p. 1-5.
- [71] K.-y. HASHIMOTO, Y.-P. WONG, N. MATSUOKA, X. LI, Y. HUANG et J. BAO. « Quantum Leap in Simulation Technologies for Radio Frequency Surface and Bulk Acoustic Wave Devices Gifted by Hierarchical Cascading Technique ». *2021 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. 2021, p. 1-9.
- [72] Y. HUANG, J. BAO, X. LI, B. ZHANG, L. QIU, T. OMORI et K.-Y. HASHIMOTO. « Analysis of SAW Scattering With Discontinuous Periodic Gratings Using Travelling Wave Excitation and Hierarchical Cascading Technique ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 66.7 (2019), p. 1255-1263.
- [73] X. LI, J. BAO, Y. HUANG, B. ZHANG, T. OMORI et K.-y. HASHIMOTO. « Use of Hierarchical Cascading Technique for FEM Analysis of Transverse-Mode Behaviors in Surface Acoustic-Wave Devices ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 66.12 (2019), p. 1920-1926.
- [74] M. HUSSEIN, M. LEAMY et M. RUZZENE. « Dynamics of Phononic Materials and Structures: Historical Origins, Recent Progress, and Future Outlook ». *Applied Mechanics Reviews* 66 (juill. 2014), p. 040802.
- [75] L. BRILLOUIN. *Wave propagation in periodic structures; electric filters and crystal lattices*. McGraw-Hill, New York, 1946.
- [76] M. KUSHWAHA, P. HALEVI, L. DOBRZYNSKI et B. DJAFARI-ROUHANI. « Acoustic band structure of periodic elastic composites ». *Physical review letters* 71 (oct. 1993), p. 2022-2025.
- [77] L. AIROLDI et M. RUZZENE. « Design of tunable acoustic metamaterials through periodic arrays of resonant shunted piezos ». *New Journal of Physics* 13 (nov. 2011), p. 113010.
- [78] S. DEGRAEVE, C. GRANGER, B. DUBUS, J. O. VASSEUR, M. PHAM THI et A.-C. HLADKY-HENNION. « Bragg band gaps tunability in an homogeneous piezoelectric rod with periodic electrical boundary conditions ». *Journal of Applied Physics* 115.19 (2014), p. 194508.
- [79] S. DEGRAEVE, C. GRANGER, B. DUBUS, J. VASSEUR, M. PHAM THI et A.-C. HLADKY. « Tunability of Bragg band gaps in one-dimensional piezoelectric phononic crystals using external capacitances ». *Smart Materials and Structures* 24 (août 2015), p. 085013.
- [80] C. VASSEUR, C. CROËNNE, J. O. VASSEUR, B. DUBUS, M. P. THI, C. PRÉVOT et A.-C. HLADKY-HENNION. « Electrical Evidence of the Tunable Electrical Bragg Bandgaps in Piezoelectric Plates ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 65.9 (2018), p. 1552-1562.

- [81] K. NESRINE, L. HAUMESSER, F. LEVASSORT, P. BENARD et B. MORVAN. « Hybridization bandgap induced by an electrical resonance in piezoelectric metamaterial plates ». *Journal of Applied Physics* 123.9 (2018), p. 094901.
- [82] K. NESRINE, L. HAUMESSER, F. LEVASSORT, P. BENARD et B. MORVAN. « Controlling Bragg gaps induced by electric boundary conditions in phononic piezoelectric plates ». *Applied Physics Letters* 108 (fév. 2016), p. 093503.
- [83] K. NESRINE, F.-H. CHIKH-BLED, R. SAINIDOU, B. MORVAN et P. REMBERT. « Tunable phononic structures using Lamb waves in a piezoceramic plate ». *Physical Review B* 99 (mars 2019), p. 094302.
- [84] C. CROËNNE, J. VASSEUR, O. BOU MATAR, A. HLADKY-HENNION et B. DUBUS. « Non-reciprocal behavior of one-dimensional piezoelectric structures with space-time modulated electrical boundary conditions ». *Journal of Applied Physics* 126 (oct. 2019), p. 145108.
- [85] C. CROËNNE, J. O. VASSEUR, O. BOU MATAR, M.-F. PONGE, P. A. DEYMIER, A.-C. HLADKY-HENNION et B. DUBUS. « Brillouin scattering-like effect and non-reciprocal propagation of elastic waves due to spatio-temporal modulation of electrical boundary conditions in piezoelectric media ». *Applied Physics Letters* 110.6 (2017), p. 061901.
- [86] S. TESSIER, C. CROËNNE, F. ALLEIN, J. VASSEUR et B. DUBUS. « Experimental elastic wave control in a piezoelectric phononic crystal with spatio-temporal modulation of electrical conditions ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 151 (avr. 2022), A42-A42.
- [87] M.-F. PONGE, B. DUBUS, C. GRANGER, J. VASSEUR, M. PHAM THI et A.-C. HLADKY-HENNION. « Theoretical and Experimental Analyses of Tunable Fabry-Perot Resonators Using Piezoelectric Phononic Crystals ». *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 62.6 (juin 2015), p. 1114-1121.
- [88] J. KOSKELA, V. PLESSKY et M. SALOMAA. « SAW LSAW COM parameter extraction from computer experiments with harmonic admittance of a periodic array of electrodes ». *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 46.4 (fév. 1999), p. 806-16.
- [89] V. PLESSKY, S. BIRYUKOV et J. KOSKELA. « Harmonic admittance and dispersion equations - The theorem ». *Proceedings of the IEEE Ultrasonics Symposium*. T. 1. Nov. 2000, 159-162 vol.1.
- [90] B. ZHANG, T. HAN, G. TANG, Q. ZHANG, T. OMORI et K.-y. HASHIMOTO. « Influence of coupling with shear horizontal surface acoustic wave on lateral propagation of Rayleigh surface acoustic wave on  $128^\circ\text{YX-LiNbO}_3$  ». *Japanese Journal of Applied Physics* 56.7S1 (juill. 2017), 07JD02.
- [91] K.-y. HASHIMOTO. *Surface acoustic wave devices in telecommunications. Modelling and simulation*. Springer-Verlag, Heidelberg, jan. 2000, p. 25-46.
- [92] J. ZOU, J. LIU et G. TANG. « Transverse Spurious Mode Compensation for AlN Lamb Wave Resonators ». *IEEE Access* 7 (2019), p. 67059-67067.
- [93] G. TANG, T. HAN, T. OMORI et K.-y. HASHIMOTO. « Thin plate model for transverse mode analysis of surface acoustic wave devices ». *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. Oct. 2015, p. 1-4.
- [94] B. ZHANG, T. HAN, G. TANG, Q. ZHANG, T. OMORI et K.-y. HASHIMOTO. « Modeling and Analysis of Lateral Propagation of Surface Acoustic Waves Including Coupling Between Different Waves ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 64.9 (2017), p. 1354-1360.
- [95] D. MORGAN. « Simplified analysis of surface acoustic wave one-port resonators ». *Electronics Letters* 39 (oct. 2003), p. 1361-1362.

- [96] S. LEHTONEN, V. PLESSKY et M. SALOMAA. « Short Reflectors Operating at the Fundamental and Second Harmonics on 128 degrees LiNbO<sub>3</sub> ». *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* 51.3 (avr. 2004), p. 343-51.
- [97] S. WARTENBERG. « Selected topics in RF coplanar probing ». *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 51.4 (2003), p. 1413-1421.
- [98] G. KOVACS. « A generalised P-matrix model for SAW filters ». *IEEE Symposium on Ultrasonics, 2003*. T. 1. 2003, 707-710 Vol.1.
- [99] V. PLESSKY, J. KOSKELA, F. ILIEV et R. HAMMOND. « Revisiting Hiccup SAW Resonators on Strong Piezoelectric Substrates ». *2018 IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS)*. 2018, p. 1-5.
- [100] L. BRAUN. « Composants à ondes élastiques de surface pour le filtrage à gabarits maîtrisés aux fréquences radios pour applications spatiales et professionnelles ». 2015BESA2020, Université de Franche-Comté. Thèse de doct. 2015.
- [101] P. GÓMEZ GARCÍA et J.-P. FERNÁNDEZ-ÁLVAREZ. « Floquet-Bloch Theory and Its Application to the Dispersion Curves of Nonperiodic Layered Systems ». *Mathematical Problems in Engineering* 2015 (juin 2015), p. 475364.
- [102] S. BIRYUKOV, G. MARTIN, V. POLEVOI et M. WEIHNACHT. « Derivation of COM equations using the surface impedance method ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 42.4 (1995), p. 602-611.
- [103] D. ROYER, S. LYLE et E. DIEULESAINT. *Elastic Waves in Solids II: Generation, Acousto-optic Interaction, Applications*. Advanced Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 1999, p. 103-115.
- [104] V. PLESSKY. « A simple closed form dispersion equation for shear types of surface waves propagating in periodic structures ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 40.4 (1993), p. 421-423.
- [105] M. TAKEUCHI et K. YAMANOUCHI. « New Types of SAW Reflectors and Resonators Consisting of Reflecting Elements with Positive and Negative Reflection Coefficients ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 33.4 (1986), p. 369-374.
- [106] F. HADJ-LARBI et R. SERHANE. « Sezawa SAW devices: Review of numerical-experimental studies and recent applications ». *Sensors and Actuators A: Physical* 292 (2019), p. 169-197.
- [107] S. LEHTONEN, V. PLESSKY, J. KOSKELA et M. SALOMAA. « Second harmonic reflectors on 128°LiNbO<sub>3</sub> ». *2001 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium (Cat. No.01CH37263)*. T. 1. 2001, p. 139-143.