



**HAL**  
open science

# Nouveaux MEMS C-BAR : résonateurs capacitifs à ondes élastiques de volume piégées sur substrat Silicium.

Nesrine Belkadi

## ► To cite this version:

Nesrine Belkadi. Nouveaux MEMS C-BAR : résonateurs capacitifs à ondes élastiques de volume piégées sur substrat Silicium.. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Franche-Comté, 2016. Français. NNT : 2016BESA2088 . tel-02466459

**HAL Id: tel-02466459**

**<https://theses.hal.science/tel-02466459>**

Submitted on 4 Feb 2020

**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.



# SPIM

## Thèse de Doctorat



UFC

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**  
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Nouveaux MEMS C-BAR :  
résonateurs capacitifs à ondes  
élastiques de volume piégées sur  
substrat silicium.

■ NESRINE BELKADI



# SPIM

## Thèse de Doctorat

UFC

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**  
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

N° | X | X | X |

THÈSE présentée par

**NESRINE BELKADI**

pour obtenir le

Grade de Docteur de  
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Sciences pour l'ingénieur**

**Nouveaux MEMS C-BAR : résonateurs capacitifs à ondes élastiques de volume piégées sur substrat silicium.**

Soutenue publiquement le 16 décembre 2016 devant le Jury composé de :

DIDIER THERON	Rapporteur	Directeur de Recherche CNRS, IEMN
MATTHIEU CHATRAS	Rapporteur	Professeur à l'Université de Limoges, XLIM
BERNARD DULMET	Directeur de thèse	Professeur, ENSMM, FEMTO-ST
THOMAS BARON	Co-encadrant	Ingénieur de recherche, ENSMM, FEMTO-ST
SYLVAIN BALLANDRAS	Examineur	Directeur de Recherche, CNRS, Président de FreqIn sys
GILLES CIBIEL	Examineur	Ingénieur de Recherche, CNES
JOEL IMBAUD	Membre invité	Maître de conférences, ENSMM, FEMTO-ST



*À mes parents,  
à mes frères & ma p'tite sœur,  
à ma famille et mes amis.*



# Remerciements

Nombreuses sont les personnes que je tiens à remercier ici, car les travaux présents dans le cadre de ce doctorat sont le fruit d'un encadrement solide et d'un soutien moral inestimable ... J'avoue être incroyablement heureuse d'avoir contribué à l'avancement d'une recherche aussi passionnante.

Avant tout, je voudrais remercier monsieur Mathieu CHATRAS, Professeur des Universités à l'université de Limoges et monsieur Didier THÉRON, directeur de recherche au CNRS d'avoir pris un temps précieux pour décortiquer mes travaux, dégager des analyses et y apporté des critiques utiles et constructives. Il va sans dire que nous avons tenu compte de toutes ces observations et notes dans l'élaboration de la version finale de ce mémoire. Je n'oublierai pas bien sûr les autres membres du jury de m'avoir fait l'honneur d'assister à la présentation de mes travaux, particulièrement à Joël IMBAUD et Sylvain BALLANDRAS qui n'a pas lésiné sur les moyens pour ses multiples questions et profondes réflexions.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à mon dicteur de thèse monsieur Bernard DULMET, professeur des universités, et ex-directeur du département temps & fréquences de l'institut Femto-ST, pour la direction de ce doctorat. Bernard a su être présent durant ces années, malgré les autres lourdes tâches qui lui incombent (enseignement, encadrement d'autres thèse, ...). Il a toujours été à l'écoute de mes nombreuses questions, et s'est toujours intéressé à l'avancement de mes travaux. Les nombreuses discussions que nous avons eues ainsi que ses conseils sont pour beaucoup dans le résultat final de ce travail. Sa capacité d'analyse et son enthousiasme m'ont montré que le monde de la recherche pouvait être un univers passionnant. Bernard m'a été plus qu'un directeur de thèse, un soutien psychologique, et un conseiller au quotidien. Je ne lui serai jamais assez reconnaissante ... Merci.

Ma reconnaissance va également vers mon co-encadrant, Thomas BARON, ingénieur de recherche à l'institut Femto-ST, pour ses orientations judicieuses qui m'ont fait gagner beaucoup de temps. Au cours de cette passionnante aventure, Thomas a souvent attiré mon attention sur certains problèmes de conception et m'a consacré beaucoup de temps. Il m'a été d'un grand apport dans le domaine pratique de la micro-fabrication en salle blanche ... Sans la confiance que tu as eue en moi, je n'aurais peut-être pas pu surmonter certaines difficultés. Je te dois l'expérience acquise en salle blanche ... Merci.

Il est évident que ce projet n'aurait jamais pu voir le jour sans le nerf de la guerre, les finances. J'adresse donc mes remerciements au Ministère de l'Éducation Nationale Supérieure et de la Recherche, au Centre National d'Études Spatiales « CNES » et à l'abnégation et au sérieux de monsieur Gilles CIBIEL et monsieur Jean-Marc LESAGE qui ont opéré un suivi rigoureux de l'évolution de mes travaux.

Tous mes travaux n'auraient eu aucun sens sans l'efficacité et la promptitude des éléments de la salle blanche. Je commencerai par l'aide inconditionnelle et la disponibilité de monsieur Laurent ROBERT qui n'a ménagé aucun effort pour mettre à ma disposition toute son expérience. Travailler avec Laurent représente pour moi un privilège tant par sa rigueur, sa capacité d'analyse des problèmes que par son professionnalisme. Ce qui m'a permis une progression rapide et de trouver la réponse à plusieurs de mes préoccupations. Il serait injuste de ne pas remercier tout le personnel de la Centrale MIMENTO qui ont contribué à l'achèvement des démonstrateurs, en l'occurrence, Djaffar BELHARET pour sa précieuse aide dans le domaine de la gravure mais également pour son amitié et sa gentillesse ; à Florent

BERNARD, Alexandru TODORAN, Cyril MILLION pour leurs conseils avisés sur les procédés de dépôt ; à Marina RASCHETTI, David RADDENZATI et Tristan FAURE pour leur disponibilité et leur abnégation. Ma reconnaissance va aussi à Sylwester BARGIEL pour sa générosité, son partage et son altruisme ; à Ludovic GAUTHIER-MANUEL et Blandine GUICHARDAZ pour les découpes à la scie et polissage des wafers ; à Étienne HERTH et Rabah ZEGGARI qui ont été d'un grand optimisme et qui m'ont prodigué énormément d'encouragements.

Toute ma gratitude envers Valérie PÉTRINI, l'optimisme personnifié, qui a contribué de près dans l'assemblage des wafers par technique de collage à l'or et qui a assuré l'ensemble des connexions filaires ô combien indispensables pour la caractérisation des dispositifs. Merci à toi Valérie pour ton côté humain et ton empathie. Mes remerciements à Gilles MARTIN, pour son dévouement dans la caractérisation des dispositifs, présence et assistance. Gilles a toujours répondu présent, même dans les cas les plus désespérés.

Je remercie aussi évidemment et ô combien chaleureusement Fabienne CORNU et Sarah DJAOUTI pour leur bonne humeur, leur disponibilité et leur assistance. Je remercie au même titre Alexandrine VIEILLARD, secrétaire de l'école doctorale SPIM pour son efficacité redoutable dans le domaine administratif et pas que ... Alexandrine a fait preuve d'une grande amabilité. Merci à Adrien GAUDET, du Service Commun Informatique pour sa vivacité et la célérité dans la prise en charge de nos problèmes informatiques. Toujours avec plein de motivation et de sourire.

Merci à mes collègues du département Temps-Fréquence de m'avoir permis de décompresser et d'oublier l'espace d'un moment le travail dans des soirées, repas, sorties en canoë, karting ou autres : Nikolay, Florent, Alexandre, David, Marc, Meddy, Fabien, François, Loïc, Taha, Haithem, Christophe, Guillaume, Racha, Mouloud, Minerva et Étienne. Merci à Lilia pour toute les fois où elle me croisait dans un état désemparé me caressant l'épaule et me disant : don't worry ; take it easy ... que du positif. Thank you so much for your support and for your friendship. M'excusant de ne pouvoir citer tout le monde individuellement, je remercie tous les membres du département TF qui ont partagé mon quotidien avec un clin d'œil particulier à Jack pour sa folie ! Merci à Racha et Maroua pour leur amitié et les moments de convivialités passés au labo ou dehors. Je voudrais aussi remercier mon ami Zack qui a su m'apporter confiance et écoute à tous les moments.

Je suis aussi infiniment reconnaissante envers les étudiants que j'ai pu avoir que ce soit durant mes contrats d'avenant ou durant le poste d'ATER au sein de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et Microtechnique de Besançon, pour leur retour chaleureux (c'est toujours avec grand plaisir qu'on reçoit sur la dernière feuille de route des marques de sympathie, des smileys et des p'tits cœurs).

Comment oublier M. Zino KHELFAOUI, maître de conférence à l'université Paul Valéry, grâce à qui tout a commencé. Il a été, disons-le, l'instigateur de cette longue et passionnante aventure. Toutes ma reconnaissance à lui et à sa gentille et sympathique femme.

Un autre soutien moral indéfectible, celui évidemment des parents qui n'ont pas hésité une seconde à venir m'accompagner le jour de ma soutenance. Ce qui a suscité en moi sans nul doute une grande motivation. Je souhaite également adresser mes sincères remerciements à ma fratrie qui a eu à porter un lourd fardeau avec mon petit caractère et cela durant une vingtaine d'années. Enfin, je rends hommage à feu grand-mère paternel qui a toujours rêvé me voir en blouse blanche devenir un jour docteur en médecine et j'espère avoir répondu à son vœux en devenant docteur en Sciences pour l'ingénieur.

Je désire finalement remercier Jérémy qui m'a supporté durant la période de rédaction (parce qu'il n'avait généralement pas le choix !). Cette thèse et moi te devons beaucoup. Merci.





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	vii
<b>Sigles et acronymes</b>	xxi
<b>Symboles chimiques</b>	xxiii
<b>Symboles</b>	xxv
<b>Introduction</b>	3
<b>Chapitre 1 _ État de l'art des résonateurs MEMS</b>	11
1.1 Introduction .....	11
1.1.1 Un peu d'histoire .....	11
1.1.2 Intérêts et applications des MEMS-RF.....	12
1.2 Les résonateurs électromécaniques.....	14
1.3 Technologie BAW.....	15
1.3.1 Structure de base d'un résonateur.....	15
1.3.2 Analogie mécano-électrique.....	16
1.3.3 Le BAW d'un point de vue mécanique.....	20
1.3.4 Performances des résonateurs BAW en mode d'extension-compression.....	31
1.3.5 Les BAW d'un point de vue électrique.....	40
1.4 Du cristal piézoélectrique au gap électrostatique.....	46
1.5 Les C-BAR à Femto-ST .....	47
1.6 Conclusion .....	50

<b>Chapitre 2 _ Étude 1D d'une structure d'un résonateur micro-acoustique capacitif à plaque vibrante en silicium</b>	<b>55</b>
2.1 Introduction .....	55
2.2 Modélisation 1D du résonateur C-BAR.....	56
2.2.1 Équation mécanique de mouvement 1D.....	56
2.2.2 Excitation électrostatique du C-BAR .....	58
2.2.3 Actionnement .....	62
2.2.4 Détection .....	73
2.3 Les limitations de la transduction électrostatique .....	80
2.3.1 Claquage de la lame d'air .....	80
2.3.2 Phénomène de Pull-in .....	81
2.3.3 Effet de la raideur électrostatique .....	83
2.4 Solution contre le risque de claquage du gap électrostatique.....	85
2.4.1 Expression de la force électrostatique en présence de la passivation .....	85
2.4.2 Passage de la force électrostatique au coefficient couplage électromécanique..	87
2.4.3 Application à l'analyse dynamique de résonateurs MEMS.....	88
2.5 Conclusion.....	90
<b>Chapitre 3 _ Modélisation acoustique du C-BAR</b>	<b>95</b>
3.1 Introduction .....	95
3.2 Équation 3D d'une onde élastique.....	96
3.2.1 Loi de Hooke généralisée .....	96
3.2.2 Relation entre le nombre de composantes élastiques indépendantes et la symétrie matérielle du matériau.....	98
3.3 Dispersion acoustique.....	100
3.3.1 Modes propres de vibration d'une plaque finie .....	100
3.3.2 Courbes de dispersion .....	101
3.4 Le concept d'énergie piégée.....	110
3.4.1 Concept de piégeage selon Shockley .....	111
3.4.2 Configuration simple mesa inversée .....	112
3.4.3 Effet du chargement sur le résonateur .....	123
3.5 Optimisation de la structure de base du résonateur .....	125
3.5.1 Configuration double mesa inversée.....	127
3.5.2 Bilan .....	132
3.6 Conclusion.....	133

<b>Chapitre 4 _ Modélisation numérique 3D du résonateur C-BAR</b>	137
4.1 Introduction .....	137
4.2 Modélisation acoustique 3D du C-BAR .....	138
4.2.1 Description générale de la structure du résonateur étudié.....	138
4.2.2 Choix des matériaux.....	139
4.2.3 Au-delà de la description « Méthode des éléments finis » .....	141
4.2.4 Étude statique .....	144
4.2.5 Étude des modes propres .....	166
4.2.6 Étude du piégeage du mode d’extension-compression d’épaisseur $TE1$ .....	168
4.2.7 Réponse fréquentielle du C-BAR.....	180
4.3 Modélisation électrique du résonateur C-BAR.....	184
4.3.1 Étude de l’effet de la résistance due au substrat sur le C-BAR.....	184
4.3.2 Effet de la capacité parasite due à la couche de passivation dans le gap électrostatique.....	189
4.4 Découplage des fréquences .....	191
4.5 Bilan/Conclusion .....	194
<b>Chapitre 5 _ Réalisation technologique du MEMS C-BAR et premières caractérisations</b>	199
5.1 Introduction .....	199
5.2 Description générale du procédé technologique de fabrication du C-BAR .....	200
5.3 Réalisation des masques photo-lithographiques.....	203
5.3.1 Conception des masques sous Layout Editor « LE ».....	203
5.3.2 Fabrication des masques.....	205
5.4 Élément vibrant.....	206
5.4.1 Préparation des plaquettes de silicium.....	206
5.4.2 Motifs d’alignement .....	207
5.4.3 Définition des vias.....	209
5.4.4 Structuration de la zone de piégeage .....	225
5.4.5 Zone active & structuration de l’électrode supérieure.....	235
5.5 Base .....	239
5.5.1 Isolation acoustique .....	239
5.5.2 Réalisation du gap électrostatique « Technique de spacer ».....	244
5.5.3 Structuration de l’électrode inférieure.....	247
5.5.4 Passivation .....	248

---

5.6 Assemblage.....	249
5.7 Premières caractérisations.....	250
5.7.1 Préparation à la caractérisation.....	250
5.7.2 Banc de mesure du C-BAR.....	251
5.7.3 Caractérisation.....	252
5.8 Conclusion.....	256
<b>Conclusions et perspectives</b>	261
<b>Annexes</b>	269
Annexe A – Expression de la force électrostatique.....	269
Annexe B – Programmes pour l'étude du piégeage de l'énergie.....	275
Annexe C – Programme 1D d'une structure multicouche Si-Gap-Si.....	287
<b>Bibliographie</b>	307

# Table des figures

1.1	Principe du transistor MOS à grille résonante en or, la géométrie du premier MEMS ...	12
1.2	Classement des résonateurs MEMS .....	13
1.3	Principe d'un résonateur électromécanique .....	15
1.4	Schéma d'une plaque résonnante piézoélectrique.....	16
1.5	Analogie mécano-électrique .....	17
1.6	Réponse fréquentielle du résonateur BAW .....	18
1.7	Couplage mécanique d'un réseau de résonateurs.....	34
1.8	Structures d'un résonateur FBAR à pont suspendu .....	36
1.9	Résonateur découplé de son substrat de base .....	37
1.10	Structure d'un résonateur FBAR sur membrane .....	37
1.11	Structure de base d'un résonateur SMR .....	38
1.12	Structure de base d'un résonateur HBAR.....	39
1.13	Méthodes de transduction classées selon la force d'excitation.....	41
1.14	Illustration d'un résonateur capacitif à actionnement électrostatique vibrant HP.....	42
1.15	Illustration d'un résonateur capacitif à actionnement électrostatique vibrant IP .....	43
1.16	Le mécanisme d'actionnement piézoélectrique .....	45
1.17	Résonateur BAW capacitif en silicium dopé, à excitation électrostatique simple face avec des vias électriques réalisés par usinage ultrasonore dans le verre .....	48
1.18	Schéma de principe d'un C-BAR tout silicium, à excitation électrostatique simple face avec des vias électriques réalisés par DRIE.....	49
2.1	Orientation des forces de traction dans un volume isotrope.....	57
2.2	Principe d'une cavité Fabry-Pérot .....	59
2.3	Transduction électrostatique des ondes d'extension compression d'épaisseur d'un résonateur BAW conducteur. Excitation SFE.....	59
2.4	Transduction électrostatique des ondes de flexion et d'extension compression d'épaisseur .....	60
2.5	SFE capacitive d'une plaque en silicium résistif (gap non déformé).....	62
2.6	SFE capacitive d'une plaque en silicium résistif (gap déformé).....	64
2.7	Transduction électrostatique des ondes TE d'un résonateur BAW. Excitation DFE.....	72
2.8	Schéma de principe de la transduction électrostatique dans le cas idéal d'un condensateur plan présentant une électrode mobile et une électrode fixe .....	74
2.9	Claquage électrostatique en fonction de la distance et de la pression, dans l'air .....	81
2.10	Schéma de principe 2D du phénomène de pull-in.....	82
2.11	Déplacement vertical en fonction de la tension d'actionnement.....	83
2.12	Système à deux condensateurs séries (gap + diélectrique) .....	85
3.1	Illustration des modes de vibration .....	100
3.2	Plaque 2D d'épaisseur $h$ selon $ox^3$ et infinie selon $x_1, x_2$ .....	101

3.3	Courbes de dispersion montrant les branches impaires des modes TE et les modes TS pour un matériau (silicium) de dispersion type 2.....	109
3.4	Fit au voisinage du départ de la courbe du $TE_1$ .....	110
3.5	Concept d'énergie piégée selon Shockley.....	111
3.6	a. Diagramme des fréquences de coupure de C-BAR avec une dispersion type II, b) Les courbes de dispersion dans les régions active et externe pour un matériau ayant une dispersion de type II.....	112
3.7	La distribution de la vibration du mode piégé dans la zone active et la zone externe ....	113
3.8	Vue de dessus d'un résonateur à énergie piégée.....	113
3.9	Schéma représentatif des états montrant que le déplacement propre d'une onde est susceptible de prendre dans le cas d'une structure multi.....	119
3.10	Évolution du déplacement propre au mode fondamental TE au niveau des supports en fonction de la dimension latérale (la demie longueur) de la membrane.....	120
3.11	Déplacement du mode fondamental $TE_1$ à l'extrémité $x=L$ .....	121
3.12	Distribution du déplacement le long de la membrane .....	122
3.13	Évolution du déplacement propre aux modes TE dans les supports.....	125
3.14	Étude de cas du piégeage d'énergie d'une configuration double mesa-inversée.....	126
3.15	Distribution d'amplitude.....	129
4.1	Représentation générale du résonateur C-BAR.....	138
4.2	La structure du résonateur C-BAR implémentée dans COMSOL .....	142
4.3	Structure telle que implémentée sous COMSOL .....	143
4.4	Distribution du maillage au voisinage du gap électrostatique .....	144
4.5	Déflexion sous $P_{atm} = 105 \text{ N/m}^2$ d'une structure vibrante de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur .....	146
4.6	Déplacement total selon la dimension latérale de la membrane vibrante .....	146
4.7	Représentation de l'électrode de base sur la face inférieure du gap.....	147
4.8	Pull-in pour différentes épaisseurs de plaque vibrante.....	151
4.9	Pull-in d'une plaque vibrante de $470 \mu\text{m}$ d'épaisseur en fonction du gap .....	152
4.10	Pull-in d'une plaque de $470 \mu\text{m}$ d'épaisseur en fonction de taille des électrodes.....	153
4.11	Impact de la dimension latérale de la membrane vibrante sur la tension de pull-in....	154
4.12	Évolution du déplacement statique .....	155
4.13	Évolution du déplacement statique suivant $z$ .....	156
4.14	Influence de la surface d'électrode d'actionnement sur le déplacement statique .....	157
4.15	Évolution du déplacement statique en fonction du gap .....	158
4.16	Déplacement statique suivant $z$ en fonction de $V_{dc}$ .....	158
4.17	Évolution de la capacité statique en fonction du gap .....	160
4.18	Évolution de la capacité statique en fonction de la surface des électrodes .....	160
4.19	Évolution du $k^2$ en fonction de la tension de polarisation $V_{dc}$ .....	162
4.20	Évolution du $k^2$ en fonction de l'entrefer.....	162
4.21	Évolution du $k^2$ en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante.....	163
4.22	Évolution du $k^2$ en fonction de la surface chargée d'électrode d'excitation .....	164
4.23	Nbr d'éléments de maillage à prévoir dans l'épaisseur de la plaque vibrant en TE .....	167
4.24	Mode propre du fondamental d'extension-compression d'épaisseur $TE_1$ .....	168
4.25	Captures COMSOL des structures de piégeage intégrées dans le C-BAR.....	169
4.26	Mise en évidence du rapport surface d'électrode/zone de piégeage sur le confinement de l'énergie vibratoire.....	171
4.27	Allures de piégeage du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur .....	172
4.28	Influence de l'épaisseur de la structure vibrante sur le piégeage du mode $TE_1$ .....	173
4.29	Déplacement total correspondant à différentes configurations de structures de piégeage double mesa-inversée .....	174
4.30	Schéma 3D d'un résonateur type C-BAR à membrane carrée suspendue.....	176

4.31	Représentation 2D de la structure de maintien et la poutre de suspension.....	177
4.32	Analyse 2D des modes propres de la poutre de suspension .....	177
4.33	Étude des modes propres d'un C-BAR à tranchées .....	178
4.35	Influence des poutres de suspension sur le $k^2$ du résonateur .....	179
4.35	Résultat de l'analyse du domaine fréquentiel.....	182
4.36	Réponse fréquentielle en déplacement .....	183
4.37	Schéma illustrant les trois zones caractéristiques du résonateur.....	184
4.38	Structure 2D implémentée sous COMSOL .....	185
4.39	Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la taille du pad de reprise de contact .....	186
4.40	Photographie MEB de la surface de contact d'un fil conducteur d'or .....	186
4.41	Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la zone de réserve.....	187
4.42	Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la zone de collage .....	188
4.43	Évolution de la résistance due au substrat et le courant correspondant en fonction de la résistivité.....	188
4.44	Schéma électrique équivalent du C-BAR .....	190
4.45	Résultats de simulations du circuit équivalent du C-BAR.....	190
4.46	Schéma représentatif des différents niveaux d'empilement constituant le C-BAR.....	192
4.47	L'écart en fréquence entre l'élément vibrant et son support en fonction de différentes épaisseurs de ce dernier.....	193
4.48	Spectre des fréquences de résonance de la structure présentée dans la figure 4.46 .....	193
5.1	Bref descriptif des étapes technologiques des deux variantes de C-BAR.....	201
5.2	Isolation électrique des puces.....	203
5.3	Schéma synoptique du procédé de réalisation du C-BAR tout silicium .....	204
5.4	Masque GDS de tous les niveaux des étapes technologiques à réaliser .....	205
5.5	Mesure de l'épaisseur d'une plaque en silicium avec un comparateur mécanique. ....	206
5.6	Croix d'alignement de tous les niveaux de masques utilisés .....	207
5.7	Étape de photolithographie pour la réalisation des motifs d'alignement .....	208
5.8	Schéma représentatif de la gravure de motifs par voie d'attaque chimique.....	208
5.9	Durcissement de la résine après plasma DRIE.....	210
5.10	Paramètres clés d'un procédé de nettoyage au plasma <i>O2</i> .....	211
5.11	Principe de l'oxydation thermique sèche .....	213
5.12	Mesure de l'épaisseur d'oxyde de silicium crû thermiquement .....	213
5.13	Technique de détournage de résine épaisse par « spray coating » .....	214
5.14	Photographies MEB issues du test de dose de l'énergie d'insolation .....	215
5.15	Photographie MEB de l'épaisseur de la résine.....	215
5.16	Photographie du masque GDS des tranchées et via .....	216
5.17	Image microscopique des sous-gravures par voie humide.....	217
5.18	Photographie MEB des motifs de gravure d'oxyde de silicium par voie sèche.....	218
5.19	Schéma de principe du procédé Bosch de gravure profonde du silicium.....	219
5.20	Photographie MEB après la gravure profonde DRIE des vias et des tranchées.....	221
5.21	Libération de l'élément vibrant.....	221
5.22	Image microscopique de résidus de résine .....	222
5.23	Photographies MEB des flancs après DRIE « scalloping » .....	222
5.24	Photographies MEB des flancs après DRIE utilisant une recette optimisée.....	223
5.25	Présence de l'herbe au fond des motifs après gravure DRIE.....	224
5.26	Photos des wafers après la gravure profonde des vias et des tranchées .....	225
5.27	Croissance thermique d'oxyde de silicium sur du silicium vierge .....	227

5.28	Photolithographie de la première marche de la structure de piégeage.....	228
5.29	Gravure de l'oxyde de silicium par voie sèche .....	228
5.30	Croissance thermique d'oxyde de silicium sur du silicium déjà oxydé .....	229
5.31	Étape de photolithographie pour la structuration de la cavité interne .....	230
5.32	Images de la réalisation de la cavité de piégeage double mesa-inversée.....	230
5.33	Mesures profilométriques des différentes régions d'oxyde de silicium .....	231
5.34	Photolithographie de la zone de piégeage à l'or .....	233
5.35	Image de la structure mesa-inversée avant le retrait de la résine.....	234
5.36	Résultat de la réalisation de la structure de piégeage à l'or .....	235
5.37	Masque GDS.....	236
5.38	Photolithographie de l'électrode supérieure .....	236
5.39	Image de l'étape de photolithographie après développement de la résine.....	237
5.40	Anneau d'isolation électrique entre la ligne d'accès et la surface de collage.....	237
5.41	Images de l'électrode supérieure ( <i>TE3</i> )/ plan de masse ( <i>TE1</i> ) .....	238
5.42	Sous-gravure liée à l'isotropie de la gravure humide.....	238
5.43	Profil de rugosité d'une gravure en KOH et en DRIE .....	240
5.44	Ouverture de l'oxyde de masquage à la gravure alcaline .....	241
5.45	Angle caractéristique de 54,7° dû à la gravure du silicium dans un bain KOH.....	242
5.46	Mise en évidence la sélectivité de gravure entre les faces dans un bain alcalin.....	243
5.47	Impact de la température sur la vitesse d'attaque des faces cristallines du silicium. ...	243
5.48	Photographie MEB mesurant la distance latérale due à la gravure alcaline (KOH). ....	244
5.49	Image du masque de résine utilisé pour la réalisation du spacer en or .....	245
5.50	Contrôle des motifs après développement de la résine positive .....	245
5.51	Gravure chimique du Cr/Au pour la structuration du spacer .....	246
5.52	Sous-gravure de la couche Cr/Au dans le cas d'un spacer de 800 nm.....	246
5.53	La dispersion en épaisseur des couches de spacers déposés par évaporation .....	247
5.54	Structuration de l'électrode inférieure.....	248
5.55	Image microscopique de l'électrode inférieure passivée avec de l' <i>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></i> .....	249
5.56	Faces de wafers prêtes à l'étape de scellement .....	249
5.57	Photographies des dispositifs après assemblage.....	250
5.58	Préparation à la caractérisation des C-BAR.....	251
5.59	Montage pour les caractérisations en dynamique des C-BAR.....	251
5.60	Courbes d'admittance du C-BAR pour différentes tensions DC .....	252
5.61	Zoom sur la courbe d'admittance de la figure 5.59.....	253
5.62	Courbe de phase du C-BAR.....	253
5.63	Partie réelle, partie imaginaire de l'admittance du C-BAR sous ADS.....	254
5.64	Mesure de la planéité global des wafers vierges.....	254
5.65	Conséquences de la planéité des wafers .....	255

# Liste des tables

1.1	Analogie mécano-électrique.....	17
1.2	Aperçu des différents types de résonateurs capacitifs en mode de flexion .....	24
1.3	Aperçu théorique des différents modes de vibration d'extension-compression.....	25
1.4	Aperçu des différents types de résonateurs capacitifs en mode TE.....	46
1.5	Tableau comparatif des différents types de transduction.....	30
2.1	Analogie entre un système optique type Fabry Pérot et un C-BAR.....	59
2.2	Tableau comparatif des performances des matériaux de passivation.....	88
3.1	Notation de Voigt.....	97
3.2	Nomenclature des indices 3D des tenseurs de contraintes et les déformations .....	97
3.3	Dimensions de la cavité de piégeage.....	120
3.4	Valeurs des déplacements dans les supports.....	122
3.5	Densité des matériaux.....	124
3.6	Étude paramétrique du piégeage simple et double mesa-inversée (cas 3).....	130
3.7	Récapitulatif de l'étude paramétrique du piégeage double mesa-inversée (cas 2).....	131
3.8	Distributions d'amplitude .....	131
4.1	Dépendance de la tension de pull-in en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante ..	150
4.2	Dépendance de la tension de pull-in en fonction de l'entrefer.....	150
4.3	Gamme de tensions d'actionnement $V_{DC}$ [V] admissibles par le résonateur.....	155
4.4	Déplacement statique maximal au centre de la membrane en fonction de $h$ .....	156
4.5	Déplacement statique maximal au centre de la membrane en fonction de $L_e$ .....	157
4.6	Valeurs théoriques de la capacité statique pour différentes structures de résonateur ...	159
4.7	Les valeurs des $k^2$ en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante.....	164
4.8	Tableau récapitulatif des performances de chaque variante de résonateur réalisée.....	165
4.9	Tableau récapitulatif des résultats de l'étude du piégeage double mesa-inversée .....	174
4.10	Les tensions de pull-in d'une plaque suspendue.....	179
4.11	Dimensions optimales de trois zones caractéristiques du C-BAR permettant de maximiser la $R_{sub}$ .....	188
5.1	Caractéristiques des plaquettes de silicium Floatzone de marque RODITI.....	206
5.2	Tableau comparatif des performances.....	232



# Sigles et acronymes

## Sigles

ALE	Arbitrary Lagrangian Eulerian Formulation
BHF	Buffered HydroFluoric Acid
BOE	Buffered Oxide Etch
BV	Breakdown Voltage
BVD	Butterworth-Van Dyke
CIA	Cavité d'Isolation Acoustique
CVD	Chemical Vapor Deposition
DDL	Degré De Liberté
DFE	Double Face Excitation
DRIE	Deep Reactive Ion Etching
FOM	Figure Of Merit (Facteur de Mérite)
FZ	FloatZone
HAR	High Aspect Ratio
HF, BF	Hautes, Basses Fréquences
IP	Mode de vibration In Plane
MEB	Microscopie Électronique à Balayage
OP	Mode de vibration Out Plane
Poly-Si	Poly-Silicium
PVD	Physical Vapor Deposition
PZT	Piezoelectric Transducer
RF	Radio-Fréquence
RIE	Reactive Ion Etching
SCS	Single Cristal Silicon
SFE	Simple Face Excitation
SOI	Silicon On Insulator
SMR	Solidly Mounted Resonator
TEM	Thickness-Extension Mode
TSM	Thickness Shear Mode
TSV	Through Silicon Via
TTV	Total Thickness Variation

## **Acronymes**

BAW	Bulk Acoustic Waves
BiCMOS	Bipolar-Complementary Metal Oxide Semiconductor
C-MOS	Complementary-Metal Oxide Semiconductor
C-MUT	Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer
F-BAR	Film Bulk Acoustic Resonator
HARPSS	High Aspect-Ratio combined Poly-Single-crystal Silicon
H-BAR	High-overtone Bulk Acoustic Resonator
MEMS	Micro Electro-Mechanical System
MOEMS	Micro OptoElectronical Mechanical Systems
MOS (transistor)	Metal Oxide Semiconductor
SAW	Surface Acoustic Waves
SiBAR	Silicon Bulk Acoustic Resonator

# Symboles chimiques

<i>Al</i>	Aluminium
<i>AlN</i>	Nitride d'Aluminium
<i>Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></i>	Alumine – Oxyde d'Aluminium
<i>Ar</i>	Argon
<i>Au</i>	Or
<i>C<sub>4</sub>F<sub>8</sub></i>	Octafluorocyclobutane
<i>Cr</i>	Chrome
<i>GaAs</i>	Arséniure de gallium
<i>H<sub>2</sub></i>	Dihydrogène
<i>HF</i>	Acide fluorhydrique
<i>H<sub>2</sub>O</i>	Eau
<i>H<sub>2</sub>O<sub>2</sub></i>	Peroxyde d'hydrogène
<i>H<sub>2</sub>SiF<sub>6</sub></i>	Acide hexafluorosilicique
<i>H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub></i>	Acide sulfurique
<i>H<sub>2</sub>SO<sub>5</sub></i>	Acide de Caro
<i>KOH</i>	Hydroxyde de potassium
<i>N<sub>2</sub></i>	Azote
<i>NH<sub>3</sub></i>	Ammoniac
<i>NH<sub>4</sub>F</i>	Fluorure d'ammonium
<i>O<sub>2</sub></i>	Dioxygène (plasma)
<i>Si</i>	Silicium
<i>SiO<sub>2</sub></i>	Dioxyde de Silicium
<i>Ti</i>	Titane
<i>TMAH</i>	Tetramethylammonium hydroxide
<i>ZnO</i>	Oxyde de Zinc



# Symboles

$\alpha_R, \beta_R$	Constantes de l'amortissement de Rayleigh	
$\beta_1, \beta_3$	Amplitudes de vibrations des ondes planes	[m]
$\epsilon_0$	Permittivité du vide	$[C^2 \cdot N^{-1} \cdot m^{-2}]$
$\epsilon_r$	Permittivité du matériau	
$\eta_t$	Efficacité de transduction	
$\lambda$	Longueur d'onde	[m]
$\lambda_L, \mu_L$	Coefficient de Lamé	
$\nu$	Coefficient de Poisson	
$\nu_a$	Vitesse de phase	$[m \cdot s^{-1}]$
$\rho$	Masse volumique	$[kg \cdot m^{-3}]$
$\xi_x$	Constante de propagation latérale	
$C_0$	Capacité statique	[F]
$C_m$	Capacité de la branche motionnelle du circuit électrique équivalent du résonateur mécanique	[F]
$C_{eq}$	Capacité équivalente	[F]
$C_{passiv}$	Capacité de passivation	[F]
$C_{ijkl}$	Tenseur des constants élastiques	[Pa]
$D_0^*$	Coefficient d'amortissement viscoélastique critique	$[kg \cdot s]$
$D^*$	Coefficient d'amortissement viscoélastique	$[kg \cdot s]$
$E$	Module d'Young	[Pa]
$E_{capa}$	Énergie capacitive	[J]
$E_3$	Champ électrique dans l'entrefer (suivant la direction z)	$[N \cdot C^{-1}]$
$f, \omega$	Fréquence, fréquence angulaire	[Hz], $[rad \cdot s^{-1}]$
$f_r, \omega_r$	Fréquence, fréquence angulaire à la résonance	[Hz], $[rad \cdot s^{-1}]$
$f_s, \omega_s$	Fréquence, fréquence angulaire à la résonance série	[Hz], $[rad \cdot s^{-1}]$
$f_p, \omega_p$	Fréquence, fréquence angulaire à la résonance parallèle (antirésonance)	[Hz], $[rad \cdot s^{-1}]$
$F_{eDC}$	Force électrostatique statique	[N]

$F_{e_\omega}, F_{e_{2\omega}}$	Force électrostatique dynamique	[N]
$F_e$	Force électrostatique totale	[N]
$F_m$	Force mécanique	[N]
$g, g_0$	Épaisseur du gap non déformé entre les électrodes	[m]
$g'$	Épaisseur du gap déformé entre les électrodes pour une excitation simple face	[m]
$g''$	Épaisseur du gap déformé entre les électrodes pour une excitation double face	[m]
$h$	Épaisseur du résonateur	[m]
$H_n$	Amplitude modale	
$i_{\text{capa}}$	Courant capacitif	[A]
$k^2$	Coefficient de couplage électromécanique	
$k_x, k_y, k_z$	Composante du vecteur d'onde suivant les directions x, y, z.	[m <sup>-1</sup> ]
$K$	Raideur	[N. m <sup>-1</sup> ]
$K_e$	Raideur électrostatique	[N/m]
$L_m$	Inductance de la branche motionnelle du circuit électrique équivalent du résonateur mécanique	[H]
$M$	Masse	[kg]
$M_n$	Constante de dispersion	
$n$	Rang de partiel du mode de résonance	
$q$	Charge électrique au niveau des électrodes	[C]
$Q$	Coefficient de qualité	
$Q_s$	Coefficient de qualité de la résonance série	
$Q_p$	Coefficient de qualité de la résonance parallèle	
$Q, \mathcal{P}$	Facteurs harmoniques d'amplitude	
$R_m$	Résistance de la branche motionnelle du circuit électrique équivalent du résonateur mécanique	[ $\Omega$ ]
$R_{\text{sub}}$	Résistance du substrat	[ $\Omega$ ]
$S_0$	Première branche des ondes de Lamb	
$S_e$	Section de l'électrode	[m <sup>2</sup> ]
$S_{kl}$	Tenseur des déformations	[m]
$t$	Temps	[s]
$T_{ij}$	Tenseur des contraintes	[Pa]
$\tilde{T}_3$	Contrainte mécanique dynamique d'extension-compression	[Pa]
$\bar{T}_3$	Contrainte mécanique statique d'extension-compression	[Pa]
$T_3$	Contrainte mécanique d'extension-compression totale	[Pa]
$\tilde{u}_3$	Déplacement dynamique	[m]

$\bar{u}_3$	Déplacement statique	[m]
$u_1, u_2, u_3$	Déplacement total suivant les directions x, y, z	[m]
$V_x, V_y, V_z$	Vitesse de propagation suivant les directions x, y, z.	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{V}$	Tension de polarisation	[V]
$v_{alt}$	Tension d'excitation ( $v_{alt} = \tilde{V}_0 \cos\omega t$ )	[V]
$V$	Tension composite ( $V = \bar{V} + v_{alt}$ )	[V]
$W$	Énergie totale emmagasinée dans le résonateur	[J]
$\Delta W$	Énergie dissipée par cycle (de vibration)	[J]
$Y_r(\omega)$	Admittance du circuit électrique équivalent du résonateur mécanique	[S]





# INTRODUCTION



# Introduction

Conscient du caractère fini de son existence, l'homme n'a cessé d'inventer de nouveaux moyens de mesurer le temps. Dans ce but, il s'est d'abord servi des astres, dont l'observation précise était l'apanage des savants et des prêtres, mais le besoin de disposer de garde-temps légers et faciles à transporter s'est bien vite fait sentir. Pourtant, ce n'est qu'au 16<sup>ème</sup> siècle que les premières montres ont été mises au point. Depuis lors, les garde-temps n'ont cessé de s'améliorer, mais leur portabilité est resté un critère déterminant pour les inventeurs, suscitant des prouesses technologiques à mesure que l'objet se complexifiait : affichage des heures, puis des minutes, des secondes, chronomètre déclenchable à volonté, phases de la lune, etc... jusqu'à parvenir aux objets communicants d'aujourd'hui. Le téléphone portable remplace la montre ... parmi bien d'autres fonctions. La place disponible pour la ou les horloges se réduit désormais comme une peau de chagrin, mais sans cette fonction, il n'y a plus ni réseau, ni GPS, et donc au final aucune communication n'est possible. Finalement, nos assistants personnels associent la fascination de la mesure du temps à celle de l'infiniment petit ! Mais ceci nécessite la réalisation de composants toujours plus performants, moins encombrants, moins énergivores, réalisation rendue possibles par l'application des procédés de fabrication de la microélectronique aux composants exploitant une oscillation mécanique stable. L'hybridation des fonctions mécaniques et électroniques dans un composant unique s'est rapidement imposée comme substitut aux composants dits « classiques » conçus sur une base mono-physique et mono-technologie.

Comme leur nom l'indique, les MEMS, acronyme anglais pour 'Micro Electro-Mechanical Systems', sont des systèmes mécaniques ayant de très petites dimensions de l'ordre du micron, mais cela ne veut pas dire que toutes les dimensions de l'objet doivent être micrométriques ou sub-micrométriques<sup>1</sup>. La bibliographie disponible sur les MEMS est abondante et l'on peut utiliser différentes taxonomies pour les classer, suivant que l'on se base sur les principes physiques ou physico-chimiques mis en œuvre, ou sur leur domaine d'application, vu de l'utilisateur final. Ainsi on rencontre les *MOEMS* (pour l'Optique), les *RF-MEMS* (switchs Radio Fréquences, les résonateurs), les *BIO-MEMS* (pour la biologie avec les 'lab-on-chip') et les *MAGMAS* (MicroActionneurs et Générateurs MAGnétiques, ou MAGnetic Micro-Actuators & Systems), chacun pouvant comporter des actionneurs ou des capteurs.

La dissémination des MEMS est due à l'exploitation réussie des techniques de micro-électronique (croissance d'oxyde, dépôt de matériaux, lithographie, gravure chimique ou sèche) pour répondre à des besoins applicatifs du grand public. Le développement des MEMS n'a donc pas été piloté de haut en bas exclusivement par le progrès scientifique fondamental. Ils constituent désormais une très grande famille de produits industriels et l'on constate que leur domaine d'application couvre les capteurs, souvent liés au positionnement des personnes et objets (boussoles et altimètres intégrés dans les montres sportives, capteurs inertiels tels que les accéléromètres pour air-bags, les gyromètres pour les drones et manettes de jeu), les actionneurs (matrices actives de  $\mu$ -miroirs dans les vidéoprojecteurs, micro-switches, dispositifs micro-fluidiques pour les têtes d'imprimantes, têtes de lecture de disques durs ... )

---

<sup>1</sup>En pratique, les dimensions des MEMS s'étalent de 0,1  $\mu m$  jusqu'à quelques millimètres.

et la micro-production d'énergie (Energy harvesters) permettant à des micro-systèmes actifs d'acquérir une autonomie énergétique. Les MEMS suscitent une grande attente sociétale en raison de l'intérêt qu'ils présentent dans le domaine des applications médicales et de la sécurité des personnes, soit au niveau du contrôle, soit en effectuant des actions correctives demandant peu de puissance, mais néanmoins exigeantes en termes de dynamique et de complexité. On retrouve donc leur présence incontournable dans le domaine des « objets connectés », adaptation française très libre de l'acronyme IOT (Internet Of Things), donnant lieu actuellement à un effort technico-médiatique inouï de la part des pays constituant la plus importante force de proposition en électronique embarquée pour le grand public : USA, Japon, Corée, Chine.

Dans le domaine des horloges embarquées, les ondes élastiques continuent à répondre aux besoins de masse, grâce à leur vitesse de propagation très petite devant celle des ondes électromagnétiques, circonstance très favorable à la miniaturisation des composants. Les micro-résonateurs électromécaniques constituent donc le cœur des MEMS dévolus au contrôle de fréquence. De par leur robustesse, leur coût unitaire relativement faible, leur compacité, leur faible puissance de consommation ou encore leur possibilité d'intégration au plus proche des transistors, les résonateurs électromécaniques micro-usinés constituent désormais une nouvelle offre aux cotés des résonateurs à quartz et parfois même en remplacement de ceux-ci. Ils ont déjà prouvé leur potentiel pour les garde-temps en étendant leur champ d'applications au-delà de celui des résonateurs piézoélectriques. Pour être utilisés dans des applications de référence à très hautes performances, ces résonateurs devraient présenter un facteur de qualité élevé, une sensibilité thermique minimale, et vieillir sans altération de leurs propriétés. En particulier, la limite du facteur de qualité atteinte par le résonateur est définie par les propriétés du matériau, la géométrie et les conditions de fonctionnement.

Dans ce contexte, nous nous proposons de développer des micro-résonateurs électromécaniques en vue d'une intégration *front-end*, pour la réalisation d'oscillateurs intégrés. Les résonateurs mécaniques utilisés dans les sources RF peuvent exploiter des vibrations de natures très diverses : on parlera d'ondes de surface (SAW) dans le cas d'ondes élastiques piégées à proximité de la surface d'un solide semi-infini, d'ondes de volume (BAW) dans le cas d'ondes élastiques dont la polarisation et la vitesse de propagation sont pratiquement celles des ondes planes se propageant dans un milieu infini, et de vibrations structurelles lorsque la forme géométrique du résonateur impose l'organisation des différentes composantes de la vibration prioritairement aux symétries du matériau. Les résonateurs à ondes de surface n'ont à notre connaissance pas encore donné lieu à des tentatives d'exploitation de la transduction électrostatique.

Les résonateurs en mode d'extension-compression ou de cisaillement entrent dans la catégorie des BAW, alors que les résonances de flexion, de torsion ou de cisaillement de surface entrent dans la catégorie des vibrations structurelles. Dans ce cas, il s'agit toujours d'ondes élastiques mais leur vitesse de propagation et la distribution locale des composantes de leur déplacement mécanique sont éloignées de celles des ondes planes élémentaires se propageant dans un solide infini, qui constituent le noyau dur des BAW. Ainsi le caractère quasi-unidimensionnel d'un résonateur BAW en fait l'analogue élastique de la cavité Fabry-Pérot en optique alors qu'il est impossible de déterminer même grossièrement les fréquences de résonance des résonateurs exploitant les vibrations structurelles sans connaître au moins deux de leurs dimensions.

De ce fait ces résonateurs à vibrations structurelles sont des structures très dispersives alors que les résonateurs BAW sont des structures faiblement dispersives, ce qui facilite leur utilisation dans les applications de contrôle de fréquence. Par exemple, les résonateurs piézoélectriques de type BAW autorisent des performances métrologiques supérieures de plusieurs ordres de grandeur à celles des diapasons piézoélectriques en flexion. Ces derniers cadencent cependant le fonctionnement de l'immense majorité des montres depuis le milieu des années 1970, pour des raisons de coût, de simplicité de réalisation miniaturisée, et de mise en œuvre.

La prolifération des microsystèmes utilisés par les personnes n'a fait que renforcer les contraintes de coût et de miniaturisation des résonateurs, et a créé un besoin d'intégrer le résonateur mécanique avec l'électronique d'entretien des oscillations. Ces facteurs ont motivé le développement de résonateurs très semblables aux diapasons piézoélectriques mais cette fois en silicium et non en quartz, grâce à l'avancée rapide des technologies de fabrication dérivées de la micro-électronique.

Le silicium n'étant pas piézoélectrique, l'excitation électrostatique est apparue comme une solution viable pour entretenir la vibration, d'autant plus que la loi de Paschen [Paschen, 1889] montre que les champs disruptifs peuvent devenir élevés dans les structures à gap très fin. Ceci a permis d'améliorer le couplage électromécanique des micro-résonateurs à excitation capacitive. C'est ainsi que de tels résonateurs exploitant les vibrations structurelles sont récemment parvenus au stade de la commercialisation à grande échelle. Par contre, les structures de micro-résonateurs capacitifs exploitant les BAW au sens strict n'ont jusqu'ici pas donné lieu à des développements allant jusqu'à l'industrialisation effective, malgré leurs performances supérieures à celles des vibrations structurelles, performances avérées dans le cas des résonateurs piézoélectriques pour les applications dites métrologiques.

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du projet ORSEPÉE acronyme d' « Oscillateurs à base de Résonateurs Silicium à Énergie Piégée à Excitation Électrostatique » financé par le CNES « Centre National d'Étude Spatial » ayant pour but de concevoir et réaliser des démonstrateurs d'oscillateur MEMS-RF à base de micro-résonateurs acoustiques capacitifs dits C-BARs pour « Capacitive Bulk Acoustic Resonators » opérant dans la plage 10 MHz – 100 MHz dans des structures monocristallines non-piézoélectriques et plus particulièrement en silicium. Les micro-résonateurs à ondes de volume forment un ensemble particulier permettant en principe d'atteindre de plus hautes fréquences que les résonateurs à vibrations structurelles, tout en ayant un aussi bon potentiel d'intégration.

Le résonateur réalise le contrôle de la fréquence d'un auto-oscillateur composé d'éléments électroniques additionnels, la fréquence de l'oscillateur peut alors être utilisée comme référence d'horloge. Un filtre passe-bande modulable très abrupt peut également constituer une application dérivée, réalisable en connectant adéquatement plusieurs résonateurs.

Venant à la suite de la thèse de M. Ivan [Ivan, 2012] ayant démontré la faisabilité d'excitation électrostatique des modes d'extension-compression d'épaisseur dans des structures de résonateurs réalisés à partir de tranches de silicium pleine plaque, mon travail a mis en jeu une grande variété de technologies.

Pour décrire les recherches entreprises, le présent mémoire adopte l'organisation suivante :

## CHAPITRE 1

Nous commençons par examiner le développement de la technologie BAW suivant les points de vue du mode d'actionnement et des performances des résonateurs, tout en précisant les objectifs assignés aux C-BAR, qui doivent présenter une taille micrométrique ou submillimétrique, en comportant une zone vibrante bien contrôlée.

## CHAPITRE 2

Dans ce chapitre, nous traitons en détail la méthode d'excitation/détection d'un résonateur capacitif à plaque mince en silicium vibrant en mode d'extension-compression d'épaisseur. L'actionnement électrostatique constituait un choix préliminaire à mes travaux ; par ailleurs, le principe de base des résonateurs BAW souvent rencontrés dans la littérature reste vrai pour les structures proposées. Dans notre cas, la transduction électromécanique est réalisée par gap d'air, et non par diélectrique solide. Nous proposons donc une modélisation unidimensionnelle de cet actionnement particulier, justifiée par le grand facteur de forme des résonateurs C-BAR. Le principal enjeu de cette étude résidera dans l'obtention d'entrefers étroits, typiquement dans la plage 200 — 700 nm avec une technologie de gap parallèle à la surface du wafer. Pour finir, nous abordons les limitations de la transduction électrostatique.

## CHAPITRE 3

Il couvre l'optimisation des performances du C-BAR, notamment son coefficient de qualité, et décrit les différentes solutions pour minimiser ou éviter les risques de couplage de modes parasites avec les modes d'extension compression d'épaisseur pur. À cet effet, nous proposons dans un premier temps une étude analytique des modes de vibration en deux dimensions dans le but de mettre en évidence l'importance de la dispersion de ces modes, déterminant les méthodes appropriées de piégeage d'énergie. Ceci nous permet alors de cadrer les caractéristiques géométriques et dimensionnelles des structures réalisées.

## CHAPITRE 4

Ce chapitre présente les travaux de simulation numérique 3D entrepris à l'aide du logiciel COMSOL-Multiphysics pour déterminer précisément d'abord le comportement de la structure lors de l'application d'une tension DC, et ensuite le comportement dynamique de la structure (analyse modale). Le chapitre détaille également les aspects purement électriques des structures étudiées ainsi que leur répercussion sur la réponse harmonique des résonateurs au voisinage des résonances. En l'absence d'outil spécialisé, le logiciel COMSOL est apparu approprié au plan des concepts, mais présente certaines limitations pratiques car il demande des ressources non négligeables lorsqu'il s'agit de dimensionner un résonateur électromécanique de façon réaliste. De ce point de vue, les dispositifs piézoélectriques ont l'avantage d'avoir suscité des outils spécialisés autorisant des simulations plus rapides.

## CHAPITRE 5

Ce chapitre décrit en détail l'ensemble des étapes technologiques de la réalisation des C-BARs que j'ai développés. Nous y examinons les particularités du « flow-chart » de réalisations en salle blanche MIMENTO des structures à 2 wafers silicium assemblées par thermocompression or-or. Comprenant plusieurs variantes, ces structures implémentent la réalisation de vias électriques par gravure sèche et recourent à une technique d'espacement par couche métallique déposée pour réaliser le gap électrostatique. Au final, la technologie décrite présente donc des différences considérables avec celle développée dans la recherche préliminaire de M. Ivan. Nous nous efforçons particulièrement de mettre l'accent sur la refonte technologique entreprise pour viabiliser la micro-fabrication dans un contexte de micro-fabrication en salle blanche en moyenne série, et de compatibilité avec la technologie C-MOS, dans la mesure du possible.

Ce chapitre se termine par une présentation succincte des premiers résultats expérimentaux relevés sur les structures réalisées. Finalement un dernier chapitre de Conclusion Générale énonce brièvement les conclusions et perspectives de ces travaux, tout en proposant des solutions pour surmonter les principaux verrous technologiques rencontrés.





# PREMIER CHAPITRE



# Chapitre 1

## État de l'art des résonateurs MEMS

### 1.1 Introduction

Ce premier chapitre est dédié à une présentation générale des résonateurs électromécaniques. Ces derniers ont été choisis en partie pour leur fort potentiel de remplacement du quartz en tant qu'élément résonnant, dans les applications d'oscillateur de référence de temps, et en partie pour leur capacité à satisfaire de nouveaux besoins.

Nous commencerons par rappeler quelques généralités sur les MEMS, notamment en esquisant un historique de ces systèmes ainsi que leurs applications, le temps-fréquence ne constituant qu'un des nombreux domaines de leur émergence.

Nous nous intéressons ensuite aux principes physiques généraux des résonateurs électromécaniques. Ceci nous permet de situer au sein d'un contexte global les résonateurs BAW qui feront l'objet de l'étude. Nous commencerons par donner la structure de base de ces résonateurs, et nous décrivons ensuite leur principe de fonctionnement. Enfin, nous proposons un état de l'art des réalisations autour de ce composant.

Enfin, toutes ces études nous amèneront à la définition de la problématique de la thèse, ainsi qu'aux choix de la technologie et des dispositifs qui feront l'objet d'une réalisation.

#### 1.1.1 Un peu d'histoire

Chaque année, après les réunions de « American Physical Society », de nouvelles idées se manifestent et de nouveaux axes pour la recherche sont ouverts, mais l'année 1959 fut différente. En effet Feynman durant son discours du 29 décembre à CALTECH, attire l'attention des chercheurs sur la notion de dimensions réduites simplement en prononçant sa fameuse phrase « There's plenty of room at the bottom ... ». Il a été le premier à parler de ce concept des microsystèmes et à en comprendre l'intérêt. Ce discours a pris un certain temps avant de produire son effet. C'est peut-être parce que pour certaines personnes, l'idée semblait complètement folle, pouvant peut-être s'avérer intéressante pour les films de science-fiction, surtout lorsque Feynman a posé la question suivante :

« Pourquoi ne pouvons-nous pas écrire les 24 volumes de l'Encyclopédie Britannique sur la tête d'une épingle ? »

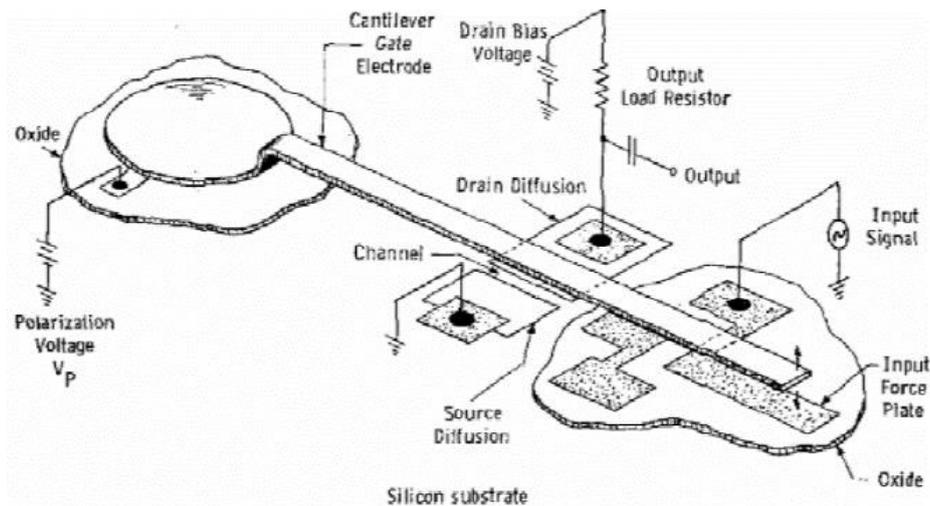


FIG. 1.1 - Principe du transistor MOS à grille résonante en or, la géométrie du premier MEMS.

En Mars 1967 [Nathanson et al., 1967], un premier article sur les composants MEMS a été publié concernant les structure MOS à grille résonnantes en or « gold resonating MOS gate structure » figure 1.1, à cette époque le terme MEMS n'existait pas encore.

Après l'apparition de cet article, l'utilisation de microstructures a commencé, d'abord de façon timide, en utilisant des couches sacrificielles afin de séparer la microstructure de son substrat. Ces couches sacrificielles sont éliminées à la fin du procédé par une étape de gravure afin de libérer la microstructure lui permettant ainsi de vibrer à proximité du substrat. Il est à noter que ces structures étaient limitées en mouvement. Les excellentes propriétés mécaniques que possèdent les matériaux de la microélectronique ont poussé les chercheurs à développer davantage les structures micromécaniques pour leur application. En effet, le Poly-Silicium (Poly-Si) et le Silicium (Si) possèdent un module d'Young très important, à savoir,  $160\text{ GPa}$  et  $190\text{ GPa}$  respectivement, de plus ils présentent l'avantage de travailler dans le domaine élastique et non pas plastique et donc par conséquent sans hystérésis mécanique. C'est d'ailleurs une qualité que l'on retrouve dans la plupart des monocristaux à la base de la réalisation des composants piézoélectriques. Cette première utilisation de structures micromécaniques dans les systèmes électroniques montre la possibilité de l'utilisation des techniques de fabrication microélectroniques pour la mise en œuvre de ce type de structures. En 1987, un point d'accord a été atteint concernant le micro-usinage de matériaux. En effet, des techniques de fabrication intégrée de mécanismes utilisant les micro-usinages de surface et de volume ont permis la gravure sélective de différents matériaux. Ce point d'accord a été l'étincelle pour le développement de la recherche sur les MEMS et après trois workshops en micro-dynamiques en 1987, le terme MEMS a vu le jour. C'est seulement en 1990 que l'accès à la technologie MEMS fut rendu possible à moindre coût. De nos jours, l'acronyme MEMS est largement adopté et résume la grande variété de composants que nous avons mentionnés ci-dessus. Néanmoins les européens continuent à accorder une certaine préférence au terme Microsystèmes et les Japonais au terme micromachines [Ansys].

### 1.1.2 Intérêts et applications des MEMS-RF

Les investissements entrepris pour pousser ces nouveaux dispositifs ont été motivés par les avantages certains qu'ils procurent car ils permettent de résoudre beaucoup de problèmes insurmontables dans une approche strictement électronique. Les principaux intérêts des

MEMS sont leur poids, leur taille et leur coût, particulièrement dans le cadre d'une production à grande échelle. De plus, les MEMS-RF présentent des intérêts additionnels pour des applications spécifiques liées à l'exploitation de la fréquence comme moniteur ou véhicule de l'information.

- Le coût réduit associé au caractère collectif de la production constitue une caractéristique générique appréciable pour les applications industrielles et la commercialisation de tous les MEMS, d'où la volonté d'offrir une alternative économique aux résonateurs et filtres piézoélectriques traditionnels relativement coûteux fabriqués avec les procédés de la micromécanique sur une base de monocristaux difficilement intégrables.
- Les MEMS-RF permettent de rapprocher des composants électroniques la source de stabilité qu'ils ont besoin d'acquérir d'autres branches de la physique. L'alliance de la stabilité avec la légèreté est un facteur clef de la dissémination des systèmes embarqués et s'avère particulièrement importante pour les applications spatiales.
- Le renforcement de l'hybridation de l'électronique avec les composants passifs spécifiques assurant le contrôle de fréquence contribue à augmenter la fiabilité des systèmes.
- La fréquence est un vecteur de choix pour les mesures en raison de son immunité à l'atténuation dans les transmissions et de son aptitude à subir des opérations numériques. De ce fait, les MEMS-RF contribuent à étendre la capacité des systèmes embarqués en multipliant les fonctions qu'ils peuvent proposer.

Tous ces avantages et intérêts militent en faveur de l'utilisation des MEMS dans les applications temps-fréquence et ont incité la DARPA à soutenir un vaste programme dans ce domaine [Nguyen et Howe, 1999]. Grâce à leur vitesse de propagation inférieure de 5 ordres de grandeur à celle des ondes électromagnétiques, les ondes élastiques permettent d'élaborer des sources de fréquence miniaturisées jusqu'à des fréquences de quelques GHz. La figure 1.2 ci-dessous permet de situer dans un contexte général les résonateurs électromécaniques faisant l'objet de cette thèse.

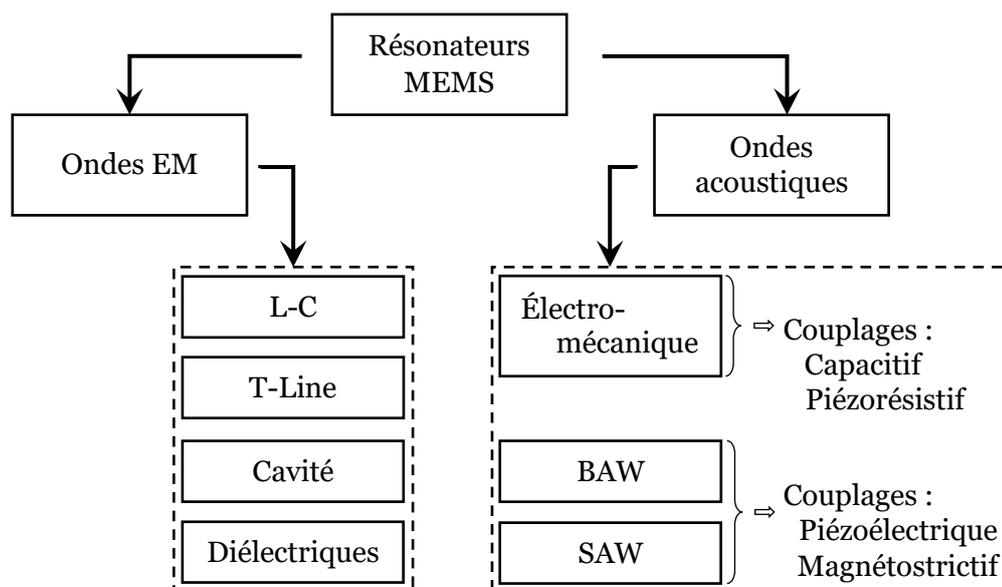


FIG. 1.2 – Classement des résonateurs MEMS [Mareschal, 2011].

Les oscillateurs constituent un domaine peu visible du grand public, probablement en raison de son caractère non-spécifique : les télécommunications sont devenues omniprésentes, et de ce fait l'oscillateur qui les rend possibles est devenu une commodité dont l'existence semble aller de soi. En réalité, il n'en est rien, et la lutte économique dans ce domaine est sévère. On ne peut que constater les difficultés, voire la disparition de nombreuses entreprises européennes spécialisées dans la production d'oscillateurs et résonateurs piézoélectriques : CEPE, KVG, Quartz-Keramik. Lorsque ce type de production était rattaché à un grand groupe, bien souvent celui-ci a simplement fermé la branche (Thomson, Alcatel). Il est probable que le coût de la main d'œuvre ait été un facteur décisif dans la mesure où la fabrication avec les technologies de la micromécanique demande beaucoup de savoir-faire aux opérateurs et cette exigence est difficile à concilier avec le contexte ambiant de globalisation de l'économie, qui privilégie le coût et le volume de production et suscite une compétition acharnée. Par exemple, un des enjeux actuels est la 5 G, pour laquelle on ne sait pas encore quel type de résonateur sera le plus approprié, bien qu'il soit probable que cela reste un composant piézoélectrique. Nos travaux se situent dans une plage de fréquence beaucoup plus basse (0–100 MHz), dans laquelle des entreprises comme Avago et surtout Si-Time ont réussi à proposer des oscillateurs tout silicium constituant une alternative commerciale aux oscillateurs piézoélectriques. Même si la production de Si-Time ne représente qu'une petite fraction de la production mondiale d'oscillateurs, les systèmes piézoélectriques se comptant annuellement par dizaines de millions d'unités, il est symptomatique que la compagnie n'accepte les commandes que par 50 000 unités. Il est donc intéressant pour le laboratoire de réfléchir aux moyens de contribuer au développement de nouveaux résonateurs silicium dans une approche originale en vue de surmonter les limitations auxquelles les configurations existantes de résonateurs électromécaniques se verront confrontées à plus ou moins longue échéance.

## 1.2 Les résonateurs électromécaniques

Les résonateurs électromécaniques MEMS présentent un fort potentiel pour le remplacement des Quartz dans certaines applications de référence de temps. Dans ce contexte, nous proposons de développer des résonateurs électromécaniques en vue d'une intégration « front-end » pour la réalisation d'oscillateurs intégrés. Ici nous exposons seulement les points essentiels de la théorie des micro-résonateurs électromécaniques. Le résonateur constitue la première brique pour réaliser les oscillateurs. D'un point de vue système, un résonateur électromécanique est un système entrée/sortie dans lequel le signal entrant par le port d'entrée subit une modification à la sortie. Si les deux signaux d'entrée et de sortie sont définis par rapport à une masse, le système est un quadripôle électrique, mais il est également possible que le résonateur soit seulement un dipôle dont l'admittance varie en fonction de la fréquence. La modification subie par le signal dépend entre autres des grandeurs physiques du signal comme sa fréquence (et/ou) son amplitude mais aussi des propriétés physiques du résonateur comme les dimensions et les matériaux le constituant. Le mode d'actionnement le plus usité est l'excitation électrique, du fait de sa compatibilité avec la microélectronique. C'est pourquoi nous avons eu recours à des traductions électromécaniques afin de relier le domaine électrique et le domaine mécanique. Le résonateur peut alors être vu comme étant un assemblage de deux sous-ensembles, à savoir une partie mécanique (en vert dans le schéma de principe) représentant la structure vibrante, et une partie électrique (en rouge dans le schéma de principe) définissant le mode de transduction nécessaire pour la mise en vibration de cette structure vibrante, objectif atteint en utilisant la résonance mécanique du résonateur.

Ces deux sous-ensembles sont liés par des transductions dites « électromécaniques », qui permettent d'assurer le passage d'une grandeur électrique à une grandeur mécanique et vice versa. Cette façon de présenter est très utile pour l'actionnement ou la détection des mouvements des résonateurs et intervient aussi dans les méthodes d'impédance et les modèles de ligne électrique utilisés pour établir le schéma équivalent électrique d'un résonateur piézoélectrique (schéma de Mason [Mason, 1958]). La conversion électromécanique y est représentée par un transformateur. Le signal électrique est directement injecté par le biais de l'électrode d'excitation, ce dernier est converti en mouvement vibratoire (mécanique) de la structure vibrante : la transduction *électrique-mécanique* est alors implémentée par la force électrostatique, colinéaire au champ électrique et proportionnelle au carré de l'amplitude de celui-ci. La force est donc normale puisque les lignes de champ se connectent à un conducteur parfait suivant la normale à celui-ci. Quant à la détection, le signal électrique est directement récupéré par l'électrode. La transduction inverse, c'est-à-dire *mécanique-électrique*, est réalisée par la variation de capacité du résonateur consécutivement à sa déformation dynamique. Ces deux mécanismes, direct et inverse, sont implicitement employés dans les MEMS, sauf mention contraire. Nous citons cependant d'autres mécanismes de transduction dans le paragraphe §1.3.5.1.

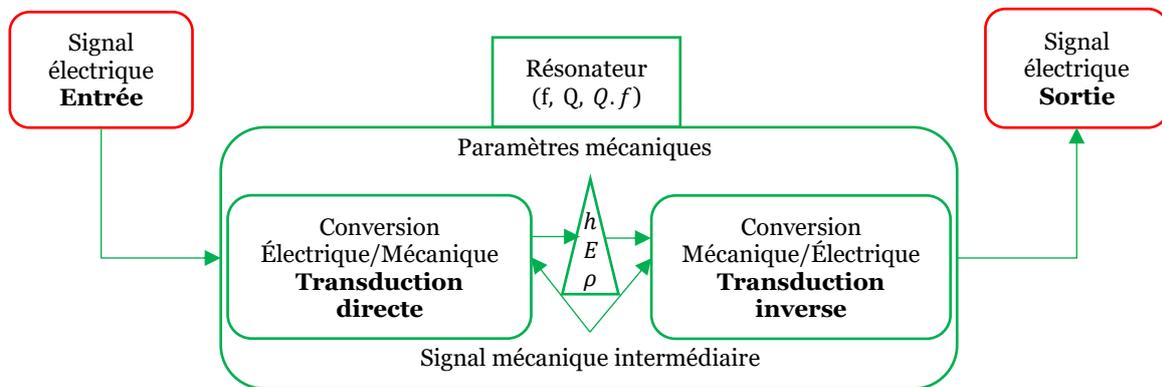


FIG. 1.3 - Principe d'un résonateur électromécanique.

## 1.3 Technologie BAW

### 1.3.1 Structure de base d'un résonateur

Le développement des composants BAW a été possible grâce au développement des dépôts de couches minces. Un résonateur à ondes de volume typique se compose de trois éléments de base ; une couche piézoélectrique acoustiquement active ayant pour rôle d'assurer la génération des ondes acoustiques de volume, des électrodes placées de part et d'autre cette couche ayant pour rôle d'assurer l'actionnement de la couche piézoélectrique et la détection du signal de sortie, et une isolation acoustique permettant de découpler l'effet du résonateur de son substrat de base et minimiser ainsi toute fuite d'énergie dans celui-ci, néfaste pour le coefficient de qualité du résonateur. Les résonateurs à ondes acoustiques de volumes sont typiquement fabriqués en quartz.

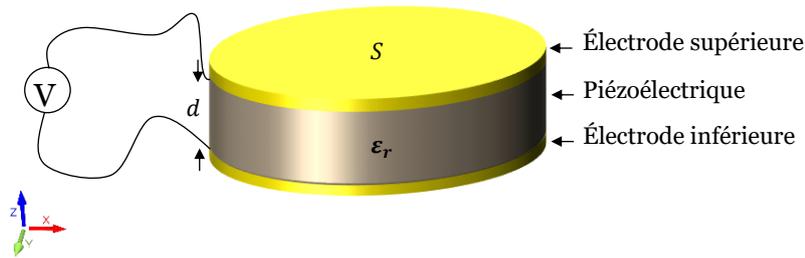


FIG. 1.4 - Schéma d'une plaque résonnante piézoélectrique d'épaisseur  $d$ , de permittivité  $\epsilon_r$  et de section d'électrode  $S$ .

Pour la vérification mathématique et une description précise du comportement du résonateur, un modèle de réseau équivalent est nécessaire. Les modélisations électromécaniques 1D permettent une étude simplifiée du fonctionnement du résonateur ne tenant pas compte des parasites acoustiques et dont la description nécessite des approches 2D et 3D. Pour l'approche 1D, nous disposons de deux variantes :

- *Le modèle BVD pour Butterworth-Van Dyke* qui constitue l'approche de base pour la modélisation et la caractérisation du comportement électrique du résonateur en termes de capacité statique et couplage électromécanique au voisinage de l'une des résonances caractéristiques.
- *Le modèle de Mason* qui par principe associe à chaque couche de matériau un schéma équivalent de propagation dans une ligne électrique et qui se base sur les analogies mécanique/électrique dans chacune des couches du résonateur [Mason, 1958].

En réalité, les deux approches conduisent aux mêmes résultats. L'utilisation du modèle *BVD* est plus simple pour l'obtention d'une approximation du premier ordre du comportement des résonateurs constituant un dipôle électrique (résonateur simple port). Aussi, c'est ce dernier qui sera utilisé tout au long de ce manuscrit.

### 1.3.2 Analogie mécano-électrique

L'analogie entre les domaines mécanique et électrique permet de modéliser simplement les résonateurs MEMS à l'aide d'un modèle électrique dipolaire. Cette équivalence est rendue possible grâce au fait que les processus se déroulant dans ces deux domaines vérifient les mêmes lois mathématiques et les mêmes équations. Le résonateur mécanique est composé d'une masse  $m$ , d'un ressort  $k$  et d'un amortisseur viscoélastique  $D^*$  (Fig. 1.5-a). Son équivalent électrique est modélisé par une capacité fixe  $C_0$  dite statique qui traduit son comportement capacitif loin de la résonance, associée en parallèle avec une branche série dite motionnelle, constituée par une résistance  $R_m$ , une inductance  $L_m$  et une capacité  $C_m$ , représentant le phénomène de résonance mécanique du résonateur (Fig. 1.5-b). Les composants du circuit se voient affectés des valeurs issues d'analogies entre les quantités mécaniques (pertes, masse, raideur respectivement) et électriques. Ce modèle permet de tenir compte du fait que le résonateur dispose d'une fréquence de résonance série (résonance  $f_s$ ) et d'une résonance parallèle (antirésonance  $f_p$ ) mais il n'est valable qu'au voisinage de ces deux résonances.

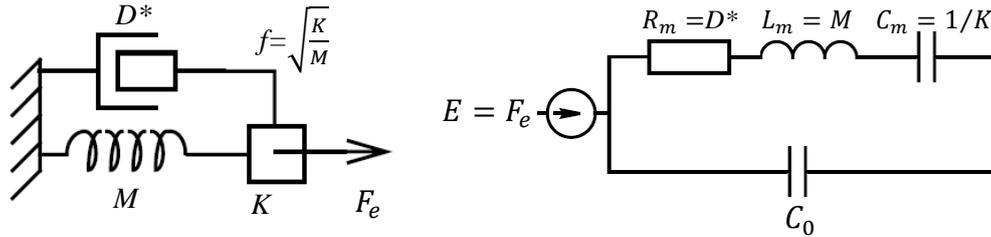


FIG. 1.5 - Analogie mécano-électrique. a) Résonateur mécanique, b) Circuit BVD.

La figure 1.5, associe les grandeurs du système mécanique à celles du système électrique grâce aux équations de mouvement du résonateur mécanique qui est régie par la deuxième loi de Newton selon le tableau ci-dessous :

Mécanique	Électrique
$D^*$ (amortissement)	$R_m$ (résistance)
$M$ (masse)	$L_m$ (inductance)
$K$ (raideur)	$1/C_m$ (capacité)
$x$ (déplacement)	$q$ (charge électrique)
$\dot{x}$ (vitesse)	$i = dq/dt$ (courant électrique)
$M\ddot{x} + D^*\dot{x} + Kx = F$	$L_m\ddot{q} + R_m\dot{q} + q/C_m = U$

Tableau 1.1 – Analogie mécano-électrique [Friedt, 2003].

L'impédance électrique d'un tel circuit est caractérisée par la présence de deux résonances : la fréquence de résonance série " $f_s$ " où la magnitude de l'impédance électrique tend vers une valeur minimum et la fréquence d'antirésonance ou parallèle " $f_p$ " où la magnitude de l'impédance électrique tend vers l'infini. L'impédance électrique pour certains résonateurs BAW est donnée dans la figure 1.6. Cette figure montre aussi que la phase entre les fréquences de résonance est de  $90^\circ$  mettant le résonateur en mode de fonctionnement purement inductif, alors qu'en dehors de ces fréquences, la phase est à  $-90^\circ$  avec un comportement purement capacitif. L'expression de l'admittance  $Y_R$  du résonateur issue de ce modèle est donnée dans l'équation ci-dessous, où  $\omega_s$  et  $\omega_p$  sont respectivement les pulsations de résonance série et parallèle.

$$Y_R(\omega) = j C_0 \omega \left( 1 + \frac{C_m / C_0}{1 + j C_m \omega (j L_m \omega + R_m)} \right) \quad (1.1)$$

La réponse fréquentielle donnée par la figure 1.6 permet l'extraction des paramètres fondamentaux du résonateur suivant :

### La fréquence de résonance, $f_r$

Les propriétés mécaniques (dimensionnelles et physiques, à savoir le coefficient élastique propre au matériau et la densité volumique) de la structure vibrante du résonateur électromécanique dictent la fréquence de résonance, (combinée au mode de vibration de la structure). Cependant, plusieurs fréquences sont susceptibles d'exister selon les modes qu'il est possible d'exciter électriquement. Ces modes sont un sous-ensemble des fréquences propres mécaniques du dispositif, qui sont en réalité extrêmement nombreuses : une structure peut avoir des milliers de fréquences de résonance mécanique observables expérimentalement.

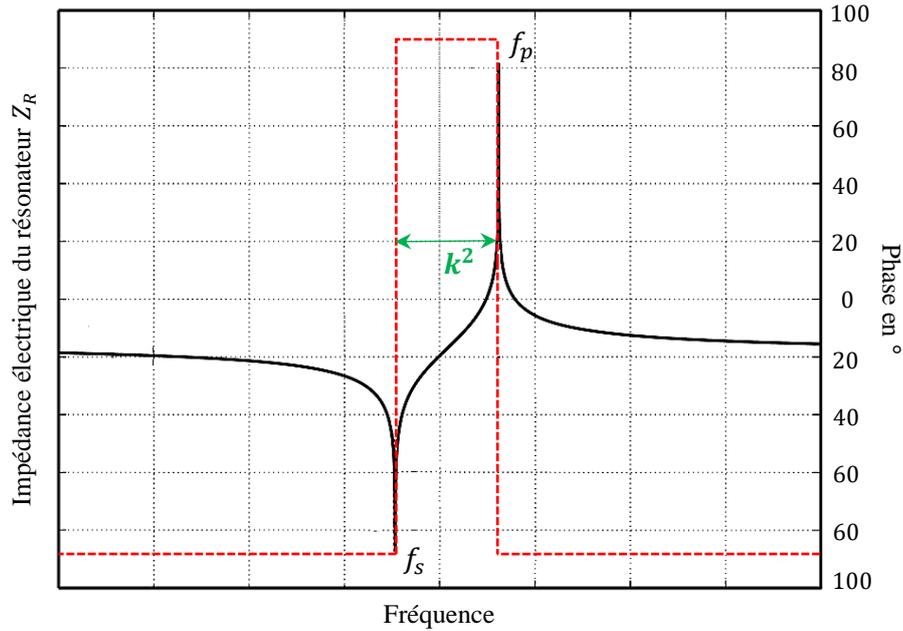


FIG. 1.6 - Réponse fréquentielle du résonateur BAW.

Dans le cas des modes dits d'épaisseur, c.-à-d. essentiellement fixés par la distribution d'amplitude suivant l'épaisseur de la plaque, on a :

$$f_r = \frac{n}{2h} \sqrt{\frac{c}{\rho}} \quad (1.2)$$

Ici  $n$  désigne le rang du partiel excitable,  $h$  l'épaisseur de la structure vibrante,  $c$  et  $\rho$  étant le coefficient élastique et la masse volumique propres au matériau constituant la structure vibrante, respectivement. La réponse fréquentielle correspondant au circuit électrique équivalent du résonateur présente deux singularités définies par :

- La fréquence de résonance série propre à la branche série du résonateur ( $RLC$ ) correspond au module maximum de l'admittance et s'écrit :

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}} \quad (1.3)$$

- La fréquence de résonance parallèle, propre à la branche parallèle du résonateur ( $C_0$ ) correspond au module minimum de l'admittance et s'écrit :

$$f_p = f_s \sqrt{1 + \frac{C_m}{C_0}} \quad (1.4)$$

### Le coefficient de couplage électromécanique, $k^2$

Ce coefficient constitue l'un des plus grands défis dans les résonateurs électromécaniques. Il représente la limite haute de conversion d'énergie. La détermination de  $k^2$  du résonateur peut être obtenue à partir des fréquences de résonances caractéristiques tel que :

$$k^2 = \frac{\pi^2}{4} \cdot \left( \frac{f_a - f_r}{f_a} \right) \cdot \left( \frac{f_r}{f_a} \right) \quad (1.5)$$

De ce fait, il n'est que modérément sensible à la géométrie du résonateur, en dehors des paramètres qui forcent le choix du mode de vibration, c'est-à-dire principalement des rapports d'aspects, des conditions aux limites et la nature du substrat.

Les valeurs de  $k^2$  atteintes dans l'état d'art des résonateurs BAW piézoélectriques à base d'AlN sont environs 6,7 % à 2 GHz [Aigner, 2007]. Contre près de 1 % pour les résonateur BAW électrostatiques [Ivan, 2012].

### La capacité statique, $C_0$

Celle-ci représente la capacité physique de la lame d'air comprise entre les deux électrodes et se trouve à l'origine de l'antirésonance. Elle est calculée à partir de la zone de recouvrement constituée par les deux électrodes en regard et s'exprime par

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{g} \quad (1.6)$$

### La capacité motionnelle, $C_m$

Ce paramètre traduit le comportement acoustique du résonateur et permet de définir la fréquence de résonance et s'exprime par

$$C_m = \frac{8C_0 k^2}{\pi^2} \quad (1.7)$$

### L'inductance motionnelle, $L_m$

Celle-ci représente les pertes de dissipation mécaniques (acoustiques) au sein du résonateur et s'exprime par

$$L_m = \frac{\pi^2 d}{8\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r S k^2} = \frac{1}{C_m \omega^2} \quad (1.8)$$

### Le facteur de qualité, $Q$

Il est l'un des principaux critères de performances des résonateurs et traduit la capacité de ceux-ci à conserver leur énergie mécanique au cours de la vibration. En d'autres termes, il donne une indication sur les pertes d'énergie dans le système. Nous trouvons dans la littérature plusieurs façons d'estimer le facteur de qualité. Il peut être extrait à partir de la réponse fréquentielle du résonateur. Ainsi,  $Q$  est défini aussi bien pour la fréquence de résonance,  $Q_s$ , et pour la fréquence d'antirésonance,  $Q_p$  [Fattinger, 2008].

Le facteur de qualité est déterminé comme étant le rapport de la fréquence de résonance sur la largeur à mi-hauteur (FWHM : Full Width Half Maximum) du pic de la conductance du résonateur.

$$Q_{s,p} = \frac{f_{s,p}}{HWF M} \quad (1.9)$$

Il peut être défini comme étant le rapport entre l'énergie totale emmagasinée dans le résonateur  $W$  et l'énergie dissipée par celui-ci  $\Delta W$  au cours d'un cycle de vibration. Le facteur de qualité est donc une grandeur sans unité et s'exprime comme suit :

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W} \quad (1.10)$$

### La résistance motionnelle, $R_m$

Comme pour  $L_m$ , la résistance motionnelle traduit également les pertes de dissipation mécaniques (Acoustiques) au sein du résonateur et est inversement proportionnelle au facteur de qualité.  $R_m$  est définie comme étant la résistance électrique du circuit équivalent du résonateur à la résonance mécanique du circuit. À cette résonance, les réactances capacitive et inductive sont égales et opposées. Seule la résistance du circuit s'oppose au passage du courant. Étant liée au mode de transduction, à la tension appliquée aux bornes du résonateur, mais aussi au facteur de qualité, la résistance motionnelle doit être la plus faible possible pour faciliter la réalisation de l'oscillateur, car dans ce cas, l'insertion d'un amplificateur de faible gain dans la boucle de contre-réaction suffit à compenser les pertes et mettre le système en oscillation.

$$R_m = \frac{L_m \omega_s}{Q_s} \quad (1.11)$$

### Le facteur de mérite, (ou FOM pour l'anglais « Figure Of Merit »), $Q \cdot f_s$

Ce facteur est défini comme étant le produit de la fréquence de résonance d'un mode considéré par son facteur de qualité. Il est cependant indispensable d'obtenir un composant présentant le plus fort facteur de qualité. Ce facteur est souvent utilisé pour pouvoir comparer les résonateurs entre eux en termes de performance. Il rassemble les deux principaux paramètres d'intérêt des résonateurs.

## 1.3.3 Le BAW d'un point de vue mécanique

### 1.3.1.1 Modes de vibration

Afin de modéliser et de déterminer les modes de vibration des différents résonateurs électromécaniques, il est nécessaire d'avoir un minimum de connaissances sur la théorie des vibrations. En pratique, différents modes définis par la géométrie des résonateurs électromécaniques sont exploités, et nous citons les résonateurs à modes de flexion et les résonateurs à mode d'extension-compression (plaques, disques, Si-BAR ...).

### Les modes de flexion

Les résonateurs à modes de flexion ont été les premiers à apparaître dans la littérature des MEMS, principalement du fait de leur relative simplicité mécanique et de la réalisation technologique. Ne faisant pas l'objet de ces travaux de thèse, une description simplifiée de ce type de résonateurs est donnée dans cette section, en se limitant aux points essentiels. Le tableau 1.2 présente les dispositifs les plus représentatifs de l'état de l'art, en fonction de différents critères de comparaison : le type d'ancrage, le mode de vibration, la fréquence de fonctionnement  $f$ , le facteur de qualité  $Q$ , le facteur de mérite  $Q \cdot f$ , la résistance motionnelle

$R_m$ , la taille de l'entrefer ou encore le matériau constituant le résonateur. Les résonateurs capacitifs à modes de flexion sont décrits avec force détail dans les références mentionnées dans le tableau 1.2.

— Les performances des résonateurs en mode de flexion :

Les premiers résonateurs sont réalisés à partir d'un élément résonant de type poutre, les fréquences de résonance en mode de flexion se trouvent alors dans la plage 1 – 100 MHz. Le dispositif peut utiliser les modes de flexion verticaux (hors plan) ou latéraux (dans le plan), suivant la disposition des transducteurs. Les réalisations de résonateurs haute fréquence présentées avant l'an 2000, utilisaient les modes de vibration hors plan (verticale). Ce choix était dicté par les techniques d'obtention d'un gap submicronique connues à l'époque. La liberté de conception et la géométrie du résonateur et des transducteurs d'actionnement se trouvaient alors limitées. Du tableau 1.2, nous pouvons déduire que les fréquences de résonance des résonateurs en mode de flexion sont limitées à la centaine de MHz. Celles-ci vont de 0,3 MHz [Legtenberg et Tilmans, 1994, Part I, Part II] à 101 MHz, atteinte pour une poutre libre-libre réalisée par [Demirci et Nguyen, 2003] présentant un facteur de qualité de 11 500. Cela peut s'expliquer principalement par le fait que la fréquence de résonance dont l'expression analytique est donnée par l'équation (1.12) pour une poutre bi-encastree, dépend des paramètres matériaux et des dimensions des structures. Une fois le matériau choisi, il ne reste plus que la possibilité de diminuer les dimensions des résonateurs pour augmenter la fréquence de résonance fondamentale. La réduction de dimension et donc la taille des poutres vibrantes est cependant limitée par les difficultés technologiques (photolithographie, entrefer, faible surface de détection). Les poutres sont généralement assez élancées pour que les hypothèses cinématiques de Bernoulli soient applicables. Un fort élancement favorise le couplage électromécanique puisque dans ce cas une force modeste produit un déplacement significatif par effet de moment et il en résulte une variation de capacité significative. Toutefois, pour obtenir une fréquence élevée avec une structure à faible raideur, il faut une masse très faible : les MEMS en flexion sont donc condamnés à être petits dès lors que l'on recherche des résonances au-delà du MHz. Mais il en résulte nécessairement une résistance motionnelle élevée, qui ne facilite pas la réalisation de l'oscillateur.

$$\omega_n \approx \left( \frac{(2n+1)^2}{2L} \right) r_1 \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.12)$$

avec,  $r_1 = h/2\sqrt{3}$  le rayon d'inertie,  $h$  l'épaisseur de la poutre et  $L$  la longueur de la poutre.

Une seconde conséquence liée à la réduction de la taille est la baisse des facteurs de qualité. Par conséquent, les facteurs de mérite  $Q \cdot f$  de ce type de dispositifs se situent entre  $0,2 \times 10^9$  [Legtenberg et Tilmans, 1994, Part I, Part II] et  $1173 \times 10^9$  [Demirci et Nguyen, 2003] pour les résonateurs les plus performants. Pour toutes ces raisons, la fréquence de travail des résonateurs à modes de flexion reste généralement en dessous de 100 MHz pour ce type de composants, comme le reflète l'état de l'art ci-dessus. De l'équation (1.12), on peut déduire que les paramètres matériaux tels que la densité et le module d'Young entrent en compte dans la fréquence de résonance. Le choix du matériau est donc crucial pour le résonateur.

La différence principale entre les divers résonateurs sélectionnés ici réside dans la manière dont ils sont encastres. En effet, les performances des résonateurs à modes de flexion, notamment le facteur de qualité, sont fortement liées aux types d'encrage utilisés dans la

structure, ce qui constitue un point très important pouvant se traduire par des pertes significatives au niveau du dispositif. Cependant, il existe plusieurs solutions pouvant améliorer le facteur de qualité des résonateurs en flexion. Parmi elles, on note notamment :

- L'encastrement aux points nodaux de vibration (où le déplacement tend vers 0),
- L'utilisation de micro-poutres accordées, comme éléments intermédiaires entre le résonateur proprement dit et le support massif.
- Le recours à des dimensions réduites de ces ancrages,
- L'omission totale des ancrages.

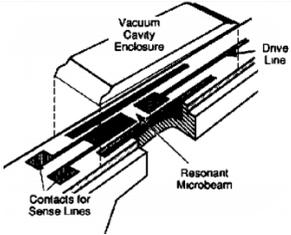
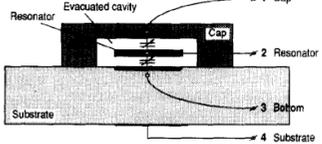
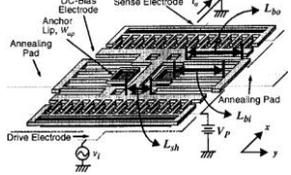
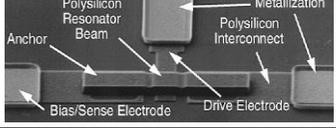
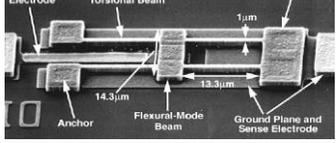
Le tableau 1.2 montre que les meilleures performances avec des poutres bi-encastées vibrant dans le plan [Zook et al., 1992] atteignent les  $130 \times 10^9$  pour ce qui est du facteur de mérite. Afin de repousser la limite liée aux pertes aux ancrages de la poutre bi-encastée, nous trouvons dans l'état de l'art des ancrages placés plus stratégiquement le long de la poutre à des nœuds de vibration : nous parlons de poutre libre-libre comme par exemple dans [Demirci et Nguyen, 2003]. L'amélioration des performances est très visible au niveau de facteur de mérite, puisque nous atteignons jusqu'à  $1173 \times 10^9$ , soit dix fois plus. L'intérêt du positionnement des ancrages pour l'amélioration des performances à travers le facteur de qualité est donc bien démontré dans l'état de l'art.

Une limitation des résonateurs en flexion est l'existence de pertes par effet thermoélastique. Initialement décrit par Zener [Zener, 1938], cet effet correspond à un couplage entre l'équation de conduction/diffusion de la chaleur et l'équation de l'élasticité par le biais de la loi de comportement thermoélastique : les contraintes sont en fait proportionnelles à la différence entre la déformation totale et la dilatation thermique qu'on observerait dans un milieu au repos libre de se dilater ou contracter lorsque la température varie. Abondamment décrit dans la littérature, cet effet limite le  $Q$  dans une plage de fréquence donnée. Dans le silicium, il est sensible jusqu'à quelques  $MHz$  mais s'atténue au-delà. La littérature des MEMS cite généralement le travail de Roukes comme référence [Lifshitz et Roukes, 2000], bien qu'en réalité, les raffinements introduits n'apportent que peu de changement au résultat numérique par rapport au modèle simple de Zener.

Dans le but de dépasser les limites des résonateurs à modes de flexion, l'état de l'art propose de nombreux autres types de résonateurs, comme les plaques, les disques ou les barreaux. Ces derniers sont souvent regroupés sous le nom de « résonateurs à ondes de volume ». En effet dans un résonateur à ondes de volume, la vibration du résonateur peut être décrite par des combinaisons simples d'ondes élastiques dont la vitesse de propagation et la polarisation sont fixées par les caractéristiques du matériau massif. Les dimensions de la structure ont alors moins d'effet sur les caractéristiques de la vibration que dans le cas de la flexion, très dispersive. En pratique, de nombreux résonateurs MEMS exploitent des modes dits de contour : par définition ce sont des modes dont la déformation (et non pas le déplacement) dépend des coordonnées dans le plan de la plaque mais reste uniforme dans l'épaisseur de la plaque. Ces modes constituent un cas intermédiaire entre les dispositifs à ondes de volume *stricto-sensu* que sont les résonateurs  $HF$  à quartz, les FBARs<sup>2</sup> et les HBARs<sup>3</sup>, et les dispositifs à vibrations structurelles basés sur des plaques et des poutres (rectilignes ou non) en flexion, ou sur des assemblages de ces objets, tels que des cadres, par exemple [Si-Time Corporation].

<sup>2</sup>FBAR : Film Bulk Acoustic wave Resonator.

<sup>3</sup>HBAR : High-overtone Bulk Acoustic wave Resonator.

Type de résonateur	Mode de vibration	Performances				Structure	Matériau	Réf
		$f$ (Hz)	$Q$	$Q \cdot f$ [ $10^9$ ]	$R_m$ ( $\Omega$ )			
Poutre bi-encastée	IP <sup>4</sup>	5,2 M	25 000	130	---		Poly-Silicon Gap = ---	[Zook et al., 1992]
Poutre _ ancrage périodique en nitrure de silicium flexion	IP	323 682	592	0,2	582,780 k		Poly-Silicon Gap = 1,2 $\mu\text{m}$ à 1,5 $\mu\text{m}$	[Legtenberg et Tilmans, 1994, Part I, Part II]
Peignes inter-digités	OP <sup>5</sup>	Avant 83,7 k Après 83,6 k	5012 avant recuit 13 297 après recuit	0,42 1,11	---		Nickel Gap = 1,5 $\mu\text{m}$	[Hsu et Nguyen, 1998]
Poutre bi-encastée	OP	54,2 M	840	45,5	4 k		PolySi Gap = 150 nm	[Wang et al., 2000]
Poutre libre-libre	OP	50,35 M 92,25 M	8430 7450	424,5 687,3	9.7 k ---		PolySi Gap = 150 nm	[Hsu et al., 2000]

<sup>4</sup>IP : In plane.

<sup>5</sup>OP : Out of plane.

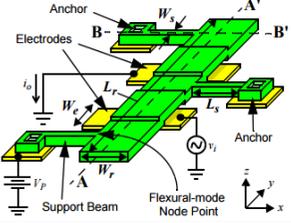
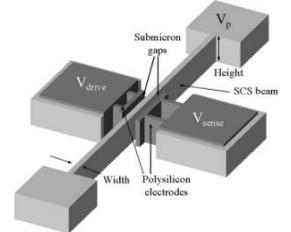
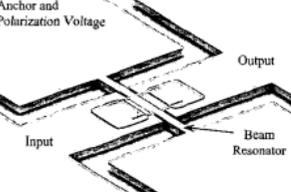
Poutre libre-libre	OP	101,2 M	11 500	1173	42 k		PolySi Gap = 103 nm	[Demirci et Nguyen, 2003]
Poutre bi-encastree	IP	80,4 k	74 000	6	---	<p>Procédé HARPSS</p> 	SCS <sup>6</sup> Gap = 100 nm	[Pourkamali et al., 2003]
Poutre encastree-libre	IP	19 k	177 000	3,4	---		SCS Gap = 100 nm	[Pourkamali et al., 2003]
Poutre bi-encastree	IP	7,9 M 15,9 M	5400 1800	42,6 28,6	---		SCS Gap = 130 nm gravé	[Pourkamali et Ayazi, 2004]

Tableau 1.2 - Aperçu des différents types de résonateurs capacitifs en mode de flexion.

<sup>6</sup>SCS : Single Cristal Silicon.

## Les modes d'extension-compression

La littérature est très fournie au niveau de ce type de dispositifs, recouvrant un large éventail. Cela s'explique en partie par la grande diversité de formes possibles pour les résonateurs à ondes de volume, les plus courants sont les anneaux, disques, plaques et barreaux, avec pour chaque design, différents modes possibles de résonance (Tableau 1.3).

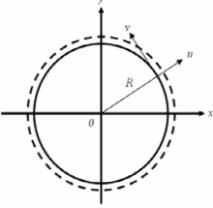
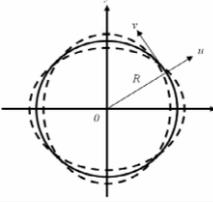
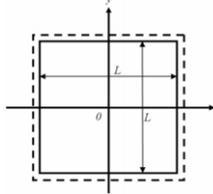
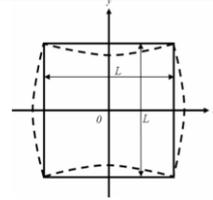
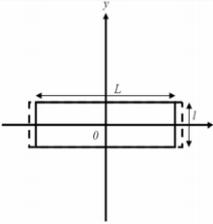
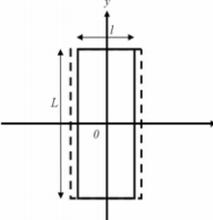
Type de résonateur	Type de mode de résonance	Expression de la fréquence de résonance	Réf	Schéma bidimensionnel
Disque	Disque en mode d'extension radiale	$f_{disq\ ext} = \frac{\alpha}{R} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	[Johnson, 1983]	
	Disque en mode elliptique	$f_{disq\ ellipt} = \frac{k}{2\pi R} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$	[Hao et al., 2004 Part II]	
Plaque	Plaque en mode d'extension	$f_{plaq\ ext} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{Y_{2D}}{\rho}}$	[Kaajakari et al., 2003]	
	Plaque en mode de Lamé	$f_{plaq\ Lamé} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{E}{\rho(1+\nu)}}$	[Palaniapan et Khine, 2007]	
Barreau	Barreau en mode Longi/L	$f_{plaq\ ext} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	[Mattila et al., 2002]	
	Barreau en mode longi/W		[Ayazi et al., 2006]	

Tableau 1.3 - Aperçu théorique des différents modes de vibration d'extension-compression.

Pour les disques, le tableau 1.3 présente deux types de modes de résonance : le mode d'extension-compression radiale aussi connu sous l'appellation « mode radial de contour » et le mode elliptique dépendant fortement de la disposition des ancrages au niveau de la

structure : ceux-ci coïncident avec les nœuds que l'on observerait dans le cas d'une structure totalement libre. Les fréquences de résonance du mode d'extension-compression radiale sont très proches de celle du mode elliptique. Celles-ci sont inversement proportionnelles au rayon du disque  $R$  et dépendent des mêmes paramètres matériau, à savoir :  $E$ ,  $\nu$ , et  $\rho$ , le module d'Young, le coefficient de Poisson et la densité du matériau, respectivement. Il est donc évident que si nous souhaitons monter haut en fréquence de résonance, il faut améliorer soit l'aspect matériau en choisissant par exemple des matériaux à fort module d'Young, tel que le diamant qui permet d'atteindre des fréquences de l'ordre du giga [Wang et al., 2002] ou du silicium monocristallin au lieu de poly-cristallin, soit diminuer la taille du disque en réduisant le rayon de ce dernier.

La particularité des modes de résonance se situe au niveau des nœuds de vibration, donc des fixations. Le disque en mode extensionnel ne possède qu'un seul nœud de vibration se situant en son centre, tandis que le disque en mode elliptique présente en plus quatre nœuds de vibration sur sa périphérie, située au quatre points cardinaux. Le choix de l'un ou l'autre des modes de résonance se fera donc selon la difficulté de mise en œuvre technologique qui s'avère plus compliquée pour l'ancrage central. Les résonateurs en anneaux présentent des modes elliptiques mais il s'agit bien de vibrations de flexion donnant lieu à des déplacements beaucoup plus importants que les disques pleins présentant de larges zones comprimées ou étirées, mais sans effets de moments.

De même que pour les résonateurs en forme de disque, les plaques carrées, présentent-elles aussi deux modes de résonance, le mode d'extension et le mode dit de « Lamé » assez similaire au mode elliptique du disque. Les formules de fréquences de résonance sont également similaires à celles obtenues pour un disque et présentent la même dépendance. Toutefois, la fréquence de résonance obtenue pour la plaque en mode de Lamé est définie par un module d'Young bidimensionnel  $Y_{2D}$  permettant de rendre compte de l'anisotropie du matériau constituant le résonateur, et qui pourrait dans le cas d'un matériau isotrope être réduit au module d'Young du matériau. L'intérêt du choix de l'un ou l'autre des modes est donc principalement lié à la façon dont les ancrages vont influencer sur les pertes, qui sont plus ou moins marquées selon le mode. Dans tous les cas, les effets dimensionnels font que les fréquences de résonances sont plus élevées que celles des structures en flexion de mêmes dimensions extérieures.

Quant aux barreaux, lorsqu'ils ne sont pas exploités en flexion, ces derniers vibrent selon le mode longitudinal. Nous trouvons deux variantes : soit la direction principale de vibration est selon la longueur du barreau selon les travaux de MATILLA dans [Mattila et al., 2002], soit elle est selon la largeur selon les travaux d'AYAZI dans [Ayazi et al., 2006]. Du tableau 1.3 nous pouvons remarquer que la fréquence du mode longitudinal est quasiment identique à celle de la plaque en mode d'extension. Cela peut s'expliquer par le fait que le barreau est un cas particulier de la plaque avec une dimension latérale tendant vers zéro, ou vice-versa.

Globalement les performances des différents modes du même design de résonateur sont assez similaires. La principale différence se situe au niveau des ancrages qui sont à l'image du facteur de qualité et au niveau de l'excitation et de la détection qui sont à l'image de l'efficacité de transduction. En effet, le mode elliptique des disques, plaques ou anneaux, autorise des ancrages latéraux réalisés sur la base d'un même niveau de photolithographie que celui de définition du résonateur. Par contre, le mode d'extension implique le recours à un ancrage central nécessitant des niveaux de photolithographie supplémentaires menant à plus de complexité technologiques comparant au mode elliptique. Le problème est que les ancrages

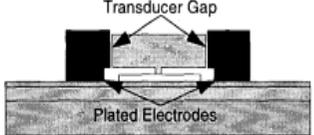
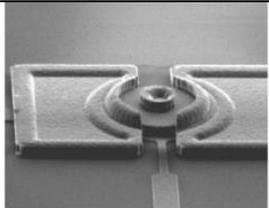
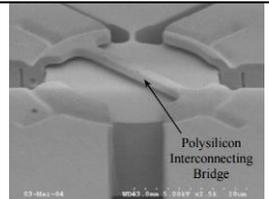
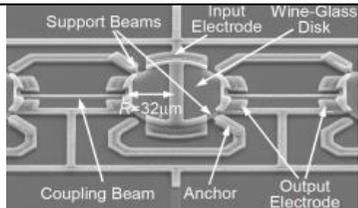
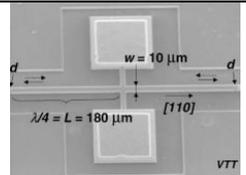
ont une certaine section droite alors que par exemple le déplacement nul à un nœud de déplacement s'accompagne en général d'une rotation. Cette situation crée des efforts dans la structure d'ancrage, qui doit être accordée avec la zone vibrante principale pour minimiser les pertes.

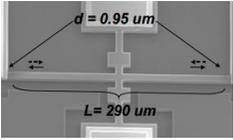
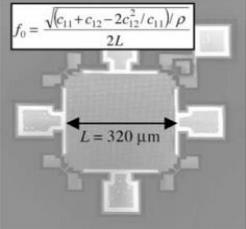
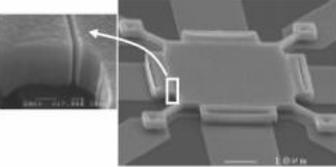
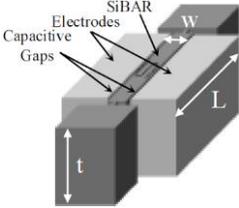
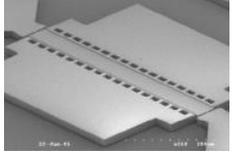
Chacun de ces types de composants, disques, barreaux, anneaux ou encore plaques, présente des avantages et des inconvénients, le choix de ce dernier est donc dicté par les besoins de l'utilisateur. On se propose dans ce paragraphe de mettre en avant quelques points particuliers :

*Les barreaux*, sont les seuls à présenter l'avantage d'avoir la dimension parallèle aux électrodes indépendante de la fréquence. Nous pouvons donc découpler facilement la fréquence de résonance de la résistance motionnelle, et accéder ainsi à de faibles valeurs de celle-ci à fréquence donnée, sans avoir besoin de réduire brutalement la taille du gap capacitif. En outre, à l'opposé des résonateurs en disque, la fréquence de résonance des SiBARs peut se voir augmentée en réduisant leur largeur (épaisseur horizontale) sans diminuer la surface de transduction disponible.

*Les anneaux* présentent eux deux avantages par rapport aux autres. D'une part, nous pouvons augmenter la surface de détection en plaçant des électrodes à l'intérieur de l'anneau, en plus d'autres à l'extérieur (comme c'est le cas des autres résonateurs BAW). D'autre part, les résonateurs BAW souffrent souvent de leur grande taille, générant des problèmes liés au procédé entrepris au moment de la libération, par exemple : un temps d'exposition à la solution chimique considérable, peut détériorer les autres couches de l'empilement, ou encore des problèmes liés à la technologie ; en effet, une très grande longueur de libération est à prévoir dans ce type de résonateur, impliquant parfois le recours à la fabrication de trous dans les structures, comme c'est le cas pour [Kaajakari et al., 2003] dans le but de limiter les longueurs de libération. Les anneaux ont cependant l'avantage d'être moins massifs que les autres résonateurs à ondes de volume, ce qui réduit les problèmes technologiques, principalement au niveau de l'étape de libération des structures.

Le tableau 1.4 expose les résonateurs à ondes de volume les plus représentatifs de l'état de l'art avec les illustrations des structures correspondantes. On note que les résonateurs présentés dans le tableau sont essentiellement à excitation capacitive.

Mode de vibration	Performances				Matériau	Structure	Réf
	$f$ (Hz)	$Q$	$Q \cdot f$ ( $10^9$ )	$R_m$ ( $\Omega$ )			
Disque en mode d'extension ou mode radial de contour	156 M	9400 (vide)	1466	---	PolySi Gap = 100 nm Couche sacrificielle		[Clark et al., 2000]
Disque en mode d'extension ou mode radial de contour	1,51 G	11 555 (vide)	17 448	1,21 M	Poly Diamant ( $E = 1000$ GPa) Gap = 90 nm Couche sacrificielle		[Wang et al., 2004]
Disque en mode elliptique	149,3 M	45 700 (vide) 25 900 (in air)	6823 (vacc) 3866,87 (in air)	43,3 k 91,2 k	SCS ( $E = 160$ GPa) Gap = 160 nm Couche sac		[Hao et al., 2004 Part I, Part II]
Disque en mode elliptique	60 M	161 000 (vide)	9660	11,73 k	WineGlass/PolySi		[Lin et al., 2005]
Barreau en mode d'extension latérale (selon L) ou poutre longitudinale	12 M	180 000 (vide)	2160	1.49 M	SCS Gap = 1,02 $\mu$ m		[Mattila, Kiihamäki et al., 2002]

Barreau en mode d'extension latérale (selon L) ou poutre longitudinale	14,7 M	170 000 (vide)	2499	590 k	SCS Gap = 95 nm		[Mattila et al., 2002]
Plaque en mode d'extension	13,1 M	130 000 (vide)	1703	4,47 k	SCS Gap = 750 nm Sacrificielle	$f_0 = \frac{\sqrt{(c_{11} + c_{12} - 2c_{12}^2/c_{11})/\rho}}{2L}$ 	[Kaajakari et al., 2003]
Plaque en mode de Lamé	173 M	9300 (vide)	1609	18 M	PolySiC (E = 710 GPa) Gap = 195 nm		[Bhave et al., 2005]
SiBAR	213,4 M	20 200 (air) 28 700 (vide)	4 311 6125	34,5 k (air) 6,3 k (vide)	SCS Gap gravé = 100 nm		[Pourkamali et al., 2005]
SiBAR	103,4 M	92 000 (vide)	9476	50 k	SCS Gap = 210 nm		[Sundaresan et al., 2006]
SiBAR	86 M 138 M	77 000 (vide) 64 300	6622 8873	17,1 k 1,2 k	MonoSi Gap = 170 nm		[Pourkamali et al., 2007 Part I, Part II]

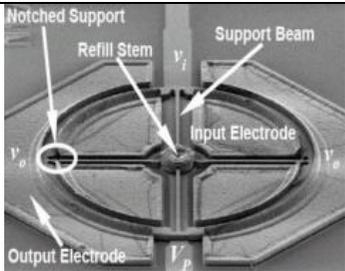
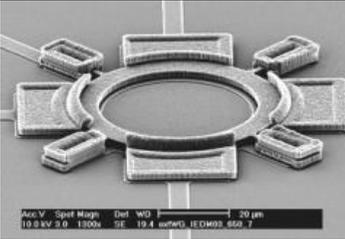
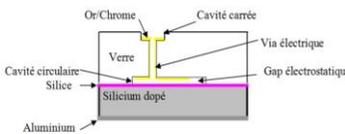
Anneau en mode d'extension	72,1 M	48 048 (vide)	3463	13,1 k	PolySi ( $E = 130 \text{ GPa}$ ) Gap = 100 nm Couche sac		[Li et al., 2004]
Anneau en mode elliptique	1,21 G 1,52 G	3700 (vide) 2800	4477	280 k 792 k	PolySi gap = 65 - 85 nm		[Xie et al., 2003] [Xie et al., 2008]
Disque en mode elliptique	164,4 M	20 200	3 321	4,99 k	PolySi GAP SOLIDE		[Lin et al., 2004]
Plaque en mode d'extension-compression d'épaisseur (hors plan)	10 M	8 000 (air)	80	30 k	SCS Gap = 1 μm Gravure dans le verre		[Ivan, 2012]

Tableau 1.4 - Aperçu des différents types de résonateurs capacitifs en mode d'extension-compression.

## 1.3.4 Performances des résonateurs BAW en mode d'extension-compression

### 1.3.4.1 Performances technologiques

#### Choix du matériau

Au niveau de la technologie, le tableau 1.4 présente des résonateurs fabriqués sur un intervalle de temps de plus de 12 ans. Durant ce laps de temps, l'amélioration des technologies de la microélectronique avec notamment l'apparition des substrats de type Silicon On Insulator (SOI), a grandement facilité le choix du silicium monocristallin comme matériau pour l'élément résonant. En effet, la majorité des résonateurs présentés dans le tableau sont réalisés à base de SCS.

Le choix du matériau a initialement été davantage dicté par les contraintes technologiques que par les qualités du matériau lui-même. Par exemple, il était à l'origine plus facile de faire un résonateur en silicium poly-cristallin qu'en silicium monocristallin. Ainsi, dans le tableau 1.4, les résonateurs des années 2000 sont en silicium poly-cristallin [Clark et al., 2000]. À partir de là, nous trouvons les premiers dispositifs en silicium monocristallin [Hao et al., 2004 Part I, Part II], ou même avec des matériaux moins conventionnels aux très bonnes performances mécaniques, comme le diamant poly-cristallin [Wang et al., 2004]. Aujourd'hui, la grande majorité des résonateurs est en silicium monocristallin, qui est un matériau ayant de bonnes propriétés mécaniques (faibles contraintes résiduelles, forte rigidité). De plus, le fait qu'il soit un matériau conventionnel milite en faveur de ces dispositifs en leur offrant un grand potentiel d'intégration, ce qui n'est pas le cas du diamant même s'il présente de meilleures propriétés mécaniques que le SCS.

#### Passage aux entrefers fins

Les évolutions technologiques ont petit à petit permis l'obtention de gaps nanométriques, permettant la fabrication de résonateurs aux performances de tout premier ordre. Ainsi jusqu'en 2003, les gaps des résonateurs étaient définis par une couche sacrificielle déposée pour pouvoir atteindre des tailles autour de 100 nm [Clark et al., 2000]. En 2003, le procédé HARPSS<sup>7</sup> [Pourkamali et al., 2003] a permis de fabriquer des résonateurs en silicium monocristallin fonctionnant dans le plan, et présentant des entrefers inférieurs à 100 nm ; à l'opposé des FBARs où la fréquence de résonance est déterminée par l'épaisseur du film piézoélectrique déposé, la fréquence de résonance dans ce type de procédé est déterminée par la dimension latérale définie par lithographie (largeur). Cependant, des résonateurs avec différentes fréquences de résonance peuvent être fabriqués simultanément sur un même substrat.

#### Passage de couche sacrificielle au gap par gravure

Nous voyons même apparaître dès 2004 des résonateurs dont l'entrefers atteint 130 nm malgré une réalisation par gravure [Pourkamali et Ayazi, 2004]. Les entrefers ultimes restent cependant plus facilement réalisables à partir du dépôt d'une couche sacrificielle ; nous atteignons par exemple avec un résonateur de type lame fonctionnant dans le plan, un entrefers

---

<sup>7</sup>HARPSS : High Aspect Ration P Single Silicon.

de seulement 20 nm dans [Agache et al., 2005], obtenu grâce à une couche sacrificielle en oxyde de silicium. Ceci n'est cependant réalisable que grâce à des technologies avancées de micro-usinage auto-aligné, et de toutes façons seulement sur de très petites surfaces, ce qui se traduit par des résistances motionnelles très élevées, à  $Q$  imposé.

### Choix du mode de vibration

La tendance générale est à des résonateurs fonctionnant dans le plan car ces derniers offrent des possibilités de designs bien supérieures : nous pouvons par exemple, fabriquer plusieurs types de résonateurs sur un même substrat (poutres, plaques, disques ...). Excepté les résonateurs de [Ivan, 2012], tous les résonateurs présentés dans le tableau fonctionnent dans le plan. L'intérêt de ce mode de fonctionnement tient à la flexibilité du design qui est supérieure à celle du fonctionnement en hors plan : les dimensions qui jouent sur la fréquence de résonance sont définies par photolithographie et non pas par l'épaisseur d'une couche unique commune à tous les dispositifs d'une même plaque. Un inconvénient est cependant la difficulté d'ajuster la fréquence après la fabrication. L'obtention de fréquences nominales précisément définies est en effet une exigence imposée aux fournisseurs de sources de fréquence, au même titre que la spécification des limites de stabilité et de sensibilité environnementale. D'où l'intérêt d'utiliser également des résonateurs à modes de flexion (dans le plan), rendant ainsi compatible la fabrication collective de l'un et l'autre des composants.

#### 1.3.4.2 Performances électriques

### Fréquence de résonance

D'après le tableau 1.4, on peut clairement constater que les résonateurs à modes de volume ont la particularité de couvrir une plus large bande de fréquence que les résonateurs à modes de flexion puisque leur plage s'étend de quelques dizaines de Mégahertz à quelques Gigahertz. En effet, les disques de Nguyen dans [Wang et al., 2004] atteignent des fréquences typiquement égales à 1,51 GHz contre 101,2 MHz au maximum dans [Demirci et Nguyen, 2003] à facteur de qualité équivalent, soit une fréquence quinze fois supérieure pour les ondes de volume.

Étant directement proportionnelle à la vitesse acoustique, elle-même dépendante des paramètres matériau tel que le module d'Young selon,  $\sqrt{E/\rho}$  défini comme étant le paramètre traduisant la proportionnalité entre la contrainte axiale et la déformation, le matériau constitutif du résonateur va donc jouer un rôle majeur dans la définition de la fréquence de résonance. Du tableau 1.4, nous pouvons constater que les résonateurs à base de matériaux ayant un fort module d'Young, tels que les disques en modes de contour de [Wang et al., 2004] à base de poly-diamant, ont la particularité d'adresser de plus hautes fréquences de résonance. En effet, le diamant offre potentiellement une grande vitesse acoustique, typiquement de l'ordre de 18 076 m/s [Whitfield et al, 1999] soit près de 2,25 fois plus élevée que la vitesse acoustique du silicium monocristallin (typiquement égale à 8024 m/s selon [Hull et al., 1999]), et près de 1,57 fois plus que celle du carbure de silicium (typiquement égale à 11 500 m/s selon [Hanis et al., 1995]). Toutes fois, comme pour les résonateurs à modes de flexion, les résonateurs BAW peuvent fonctionner à relativement basses fréquences (typiquement à 10 MHz comme c'est le cas de [Ivan, 2012] ou encore 12 MHz [Mattila, Kiihamäki et al., 2002].

## Produit $Q.f$

Le facteur de qualité de ces dispositifs est généralement élevé (supérieur à 10 000). D'après le tableau 1.4, le disque à base de poly-diamant présenté dans [Wang et al., 2004] reste le résonateur record en termes de fréquence (1.51 GHz) avec un très grand facteur de qualité équivalent à 11 555, ce qui lui permet d'avoir un produit  $Q.f$  égal à  $1,75 \times 10^{13}$ , soit 4 fois supérieur à celui du disque en poly-silicium démontré dans [Xie et al., 2003] et soit 15 fois plus haut que le meilleur résonateur à poutre en flexion, possédant un produit  $Q.f$  de l'ordre de  $1,17 \times 10^{12}$ , [Demirci et Nguyen, 2003], soit 25 % inférieur au plus bas produit  $Q.f$  des résonateurs à mode de contour relevé à  $1,47 \times 10^{12}$ , pour l'un des premiers résonateurs à modes de volume publié [Clark et al., 2000]. Les résonateurs de [Wang et al., 2004] possèdent donc le plus haut facteur de mérite présenté dans la littérature excédant certains cristaux en quartz ayant un facteur de mérite typiquement égale à  $1 \times 10^{13}$ .

L'intérêt du passage des résonateurs à modes de flexion aux résonateurs à ondes de volume est donc fort quant à l'amélioration des performances. En revanche, ils présentent un certain nombre d'inconvénients et leur facteur de qualité élevé est en général obtenu sous vide, ce qui complique leur technologie d'encapsulation [Wang, Ren et al., 2004].

## Résistance motionnelle/efficacité de transduction

Malgré les fréquences de résonance significatives pouvant être atteintes et les facteurs de qualité dépassant les dizaines de million que peuvent présenter les résonateurs en mode de contour [Li et al., 2004], [Pourkamali et Ayazi, Sept. 2004], ces derniers présentent une forte impédance électrique équivalente qui constitue un inconvénient majeur pour l'intégration dans des systèmes électroniques. En effet, la forte rigidité des résonateurs à ondes de volume les contraint souvent à présenter des résistances motionnelles considérables (jusqu'au  $M\Omega$ ) comparativement aux résonateurs à modes de flexion [Bhave et al., 2005]. Ceci correspond à des déformations de seulement quelques angströms pour les résonateurs à modes de contour contre quelques nanomètres pour les résonateurs à modes de flexion.

Outre le caractère massif de ce type de résonateurs, la rigidité est principalement liée aux paramètres intrinsèques du matériau constituant la structure vibrante tel que le module de Young  $E$ . En effet, les résonateurs de [Wang et al., 2004] à base de diamant poly-cristallin présentent une résistance motionnelle non négligeable valant  $1,21 M\Omega$  ou encore ceux de [Bhave et al., 2005] à base de Poly-Silicon Carbide avec  $18 M\Omega$  contre des résistances de l'ordre de quelques dizaines de kilo-ohms pour les résonateurs à base de SCS ou poly-Si. En dehors des méthodes directes permettant la réduction de la résistance motionnelle des résonateurs micromécaniques à transduction capacitive tel que la réduction du gap électrostatique ou l'augmentation de la tension de polarisation, plusieurs techniques ont été intégrées dans le design des micro-résonateurs pour améliorer l'efficacité de transduction et réduire la résistance motionnelle de ces dispositifs à quelques  $k\Omega$  seulement, aussi faible que les résonateurs à modes de flexion.

Nous citons parmi ces solutions, la technique de AYAZI dans [Pourkamali et Ayazi, Sept. 2004] et [Hao et al., 2004 Part II] qui vise à pousser fortement les limites technologiques afin de produire de grandes épaisseurs. Le disque d'étude en mode elliptique est en SCS et présente les caractéristiques suivantes :  $18 \mu m$  d'épaisseur et  $29,2 \mu m$  de diamètre. Une telle configuration conduit à une fréquence de résonance mesurée (sous vide) égale à  $149,3 MHz$  et une résistance motionnelle de  $43,3 k\Omega$  au lieu de  $147,8 MHz$  et une résistance motionnelle de

883  $k\Omega$  dans le cas d'un disque présentant les caractéristiques suivantes : 3  $\mu m$  d'épaisseur et 29,4  $\mu m$  de diamètre. Ceci peut s'expliquer par le fait que la fréquence de résonance de telles structures est définie non pas par la dimension parallèle aux électrodes mais par le rayon du disque. Ceci constitue un avantage certain pour ce type de structures où la résistance motionnelle est réduite en augmentant l'épaisseur du disque sans répercussion sur la fréquence de résonance. Il faut aussi noter que la réduction de la résistance motionnelle dans ces travaux est améliorée grâce à la multiplication du nombre des électrodes dans la structure.

Malgré l'épaisseur du gap relativement importante (typiquement 160  $nm$ ), des résistances de quelques dizaines de kilo-ohms ont été obtenues (typiquement de 43,3  $k\Omega$ ). Ce qui prouve que les résonateurs SCS fabriqués en technologie HARPSS peuvent être potentiellement épais de quelques dizaines de microns, ce qui non seulement diminue la résistance motionnelle mais améliore aussi la tenue en puissance par rapport aux résonateurs de [Li et al., 2004] basés sur le micro-usinage de surface à l'aide de couches sacrificielle dont les épaisseurs sont limitées à 2 – 3  $\mu m$ .

Nous trouvons également dans la littérature des démonstrateurs utilisant le couplage mécanique des résonateurs en modes de plaque carrée en poly-silicium, comme par exemple dans [Demirci et Nguyen, 2006], issue des travaux du groupe de Nguyen, C. T. La figure 1.7 ci-dessous montre un réseau parallèle constitué de 7 résonateurs couplés au niveau des coins. L'utilisation de cette technique a permis d'atteindre des résistances motionnelles de seulement 480  $\Omega$  à 70  $MHz$  soit près de 5,9 fois plus faible que celle obtenue pour un résonateur seul (typiquement égale à 2,8  $k\Omega$ ). L'augmentation du nombre de résonateurs pour diminuer la résistance motionnelle est une réponse logique aux inconvénients consécutifs à la réduction des dimensions pour monter en fréquence. Néanmoins, les problèmes d'ordre de multiplicité (modes structurels symétriques et antisymétriques aux mêmes fréquences), de concentration de l'énergie et d'intermodulation par suite de défauts géométriques introduisent la nécessité de nouvelles études. Aucun de ces dispositifs collectifs n'a encore accédé à l'industrialisation, à notre connaissance.

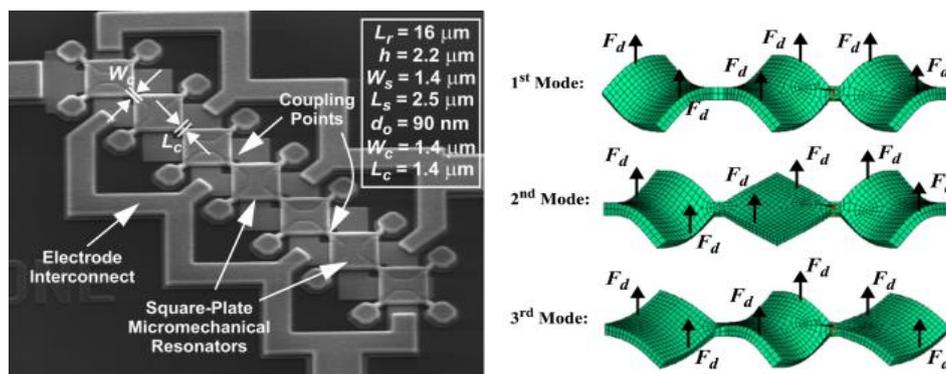


FIG. 1.7 - Couplage mécanique d'un réseau de résonateurs. Image MEB d'un réseau de 7 résonateurs à modes de plaque couplés (à gauche). Simulation ANSYS montrant les modes de vibration d'un réseau de trois résonateurs couplés issue de [Demirci et Nguyen, 2006] (à droite).

Le recours aux gaps dits « solides » pourrait être une alternative aux gaps d'air ultrafins. L'avantage d'utiliser un gap solide contrairement à un gap d'air réside dans la possibilité de réaliser à moindre coût technologique des entrefers fins ( $\sim 15$   $nm$ ) remplis d'oxyde à forte permittivité, de l'anglais « *high k* », (Typiquement du nitrure,  $\epsilon = 7$ ) garantissant une stabilité au niveau de la tenue mécanique tout en s'affranchissant de la possibilité de piégeage de particules dans le gap, et éviter ainsi les problèmes liés à la fiabilité en tension (problèmes de

Pull-in). Ainsi, on peut espérer éliminer les risques de court-circuit et d'amorce de claquage électrique et les valeurs de résistances motionnelles se verront ainsi réduites. Par conséquent, le gain de transduction est fortement amélioré, d'autant plus que l'épaisseur du diélectrique est comparable à la moitié de la longueur d'onde acoustique du silicium. Cette solution est très attractive du fait de sa simplicité<sup>8</sup> et compatibilité avec les procédés de micro-usinage et les technologies de circuit intégrés. Cette solution a été testée et validée par Nguyen dans ces travaux présentés dans [Lin, Xie et al., 2005], [Lin et al., 2004] concernant les disques en mode elliptique résonant à 160 MHz avec un facteur de qualité atteignant 20 200 permettant l'obtention de résistances motionnelles plus de 7 fois plus petites à celles des SiBARs d'Azazi à des conditions similaires.

#### 1.3.4.3 Dégradation des performances des résonateurs BAW

De la section précédent, nous avons conclu que la technologie BAW produit de fortes valeurs du facteur qualité  $Q$ . Les pertes présentes dans ce type de systèmes sont liées à plusieurs phénomènes physiques. Elles se manifestent en limitant la surtension à la résonance et à l'antirésonance. Elles sont qualifiées par les coefficients de qualité  $Q_{s,p}$  (Eq 1.9) qui représentent la vitesse de variation de phase aux fréquences de résonance (Eq 1.3) et d'antirésonance (Eq 1.4). Ainsi, deux principaux mécanismes de pertes sont à étudier. Ces derniers peuvent être liés :

- au mode de propagation propre aux BAW, principalement, dans le volume du substrat,
- ainsi qu'à la structure architecturale des BAW, notamment à leur dimension latérale finie.

#### **Pertes acoustiques intrinsèques au mode de propagation**

Un des principaux mécanismes de pertes liés directement à la dégradation du facteur de qualité des résonateurs BAW, est l'absence de confinement des ondes acoustiques dans le résonateur. En effet, dans de telles structures, les ondes se propagent dans le substrat limitant ainsi le facteur de qualité du résonateur. Afin d'obtenir des résonateurs piézoélectrique BAW présentant des coefficients de qualité  $Q$  et un couplage électromécanique  $k^2$  importants, il est indispensable de prévoir une isolation acoustique permettant de les découpler de l'effet du substrat sur lesquels ils sont fabriqués. Cette isolation permet de délimiter précisément la partie active du résonateur, dans laquelle l'énergie vibratoire se trouve confinée. Pour réaliser cette isolation, trois structures très connues dans la micro fabrication existent, la première vise l'utilisation d'une cavité d'air dénommés « TFBAR \_ de l'anglais Thin Film Bulk Acoustic wave Resonator », cependant la structure reste fixe aux deux extrémités diminuant ainsi l'efficacité des TFBAR (Fig. 1.8), la seconde concerne les résonateurs formés sur un miroir acoustique aussi appelé miroir de Bragg dénommés « SMR \_ de l'anglais Solidly Mounted Resonator » (Fig. 1.11), et la troisième concerne les résonateurs « HBAR \_ de l'anglais High overtone Bulk Acoustic wave Resonator » (Fig. 1.12). Les structures de résonateur MEMS à excitation capacitive recourant à ces configurations sont quasi-inexistantes.

---

<sup>8</sup>Le gap solide améliore grandement le champ de fabrication, en éliminant l'étape de libération de la couche sacrificielle nécessaire pour les structures à base de gap d'air.

## — Les résonateurs FBAR

Ce type de résonateurs se base sur l'idée de créer une cavité d'air permettant d'isoler acoustiquement le résonateur de son substrat de base. Les techniques les plus utilisées pour produire cette cavité d'air peuvent être classées selon le procédé de fabrication utilisé permettant leur mise en œuvre technologique. Deux procédés existent cependant, à savoir, le micro-usinage de surface et le micro-usinage de volume :

- Micro-usinage de surface (Surface Micromachning) basé sur le dépôt de couches sacrificielles qui sont entièrement gravées à la fin du processus par une étape de gravure sélective isotrope formant ainsi une cavité d'air sous la zone active. Le terme surface vient du fait que la gravure dans ce cas n'attaque pas le silicium du substrat qui n'est qu'un support. Ce procédé concerne les structures à ponts suspendus.
- Micro-usinage de volume (Bulk Micromachning), ensemble de techniques de gravure qui, avec des couches minces de masquage et des couches d'arrêt, permet de fabriquer des microstructures à partir d'un substrat de silicium. Le terme volume vient du fait que la gravure forme une cavité dans le volume du substrat soit par gravure humide (TMAH ou KOH) ou par gravure sèche (procédé Bosch \_ DeepRIE).

### La technique de 'ponts suspendus'

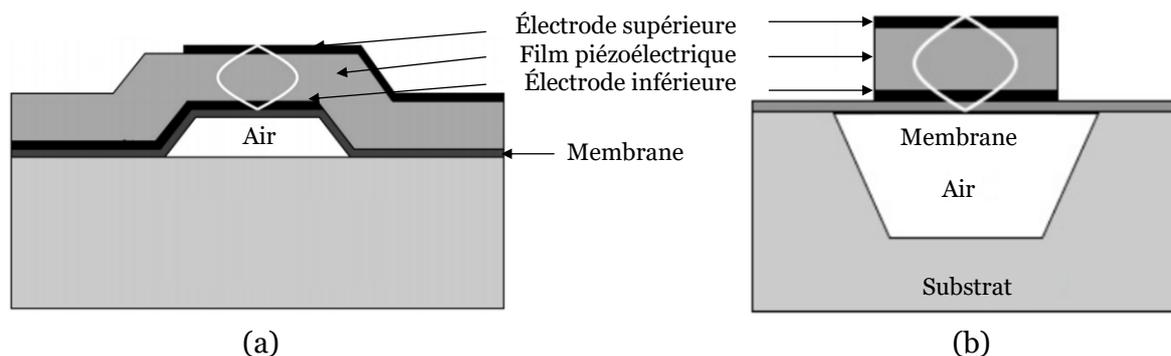


FIG. 1.8 - Structures d'un résonateur FBAR à pont suspendu. a) membrane suspendue, b) membrane sur cavité d'air.

La structure à ponts suspendus [Sato et al., 1985], [Seabury et al., 1995], [Shirakawa et al., 2008] est généralement fabriquée en utilisant une couche sacrificielle déposée sur le substrat de base, qui sera par la suite gravée laissant place à un gap d'air pour produire une structure résonante libre suspendue (Fig. 1.8-a). Ce gap sert d'isolation acoustique, découplant essentiellement la structure vibrante du résonateur de son substrat permettant ainsi d'avoir un dispositif à ondes de volume. Toutefois, d'un point de vue technologique, cette structure s'avère difficile à mettre en œuvre. En effet, la nécessité de la couche sacrificielle pour la réalisation de la membrane suspendue peut s'avérer complexe. Un autre inconvénient lié à l'utilisation de couches sacrificielles est le temps de gravure. Pour des résonateurs avec différentes surfaces, il faut trouver un compromis entre le temps de gravure et la taille du dispositif. Les dispositifs avec des surfaces importantes vont nécessiter plus de temps de gravure que les dispositifs avec des surfaces petites. Dans ce cas, les dispositifs de petites tailles peuvent être endommagés à cause d'un temps de gravure excessif.

Une autre approche consiste à procéder à la gravure d'une cavité, auquel cas cette dernière doit être gravée sur la face supérieure du substrat pour produire une structure résonante libre

suspendue sur une couche intermédiaire (Fig. 1.8-b). Ce procédé a l'inconvénient de nécessiter la formation de la couche intermédiaire sur le substrat.

#### La technique de 'gravure de trous dans le substrat'

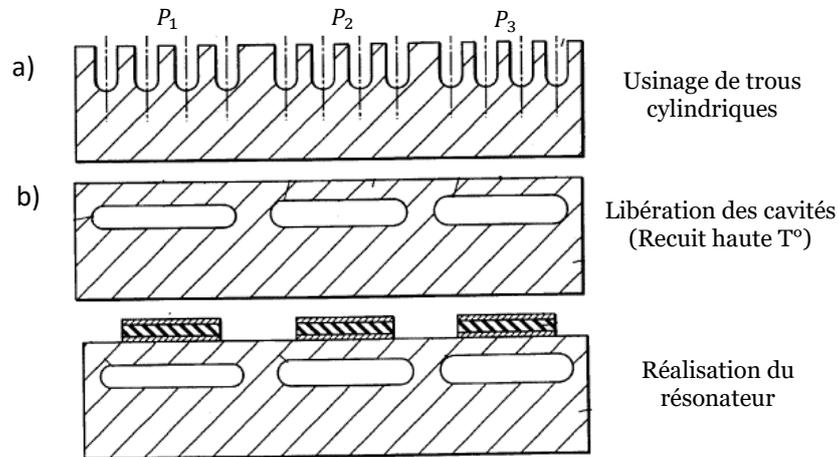


FIG. 1.9 – Résonateur découplé de son substrat de base par gravure de trous cylindriques dans ce dernier.

La figure 1.9 montre la seconde technique d'obtention de structure isolée acoustiquement qu'a été brevetée par [Toshiba, 2004]. Dans ce cas, l'idée est de créer dans la structure plusieurs ensembles d'ouvertures de diamètres identiques mais de pas ( $P_1, P_2, P_3$ ) différents entre les ensembles (Fig. 1.9-a). Le but étant d'introduire un matériau de gravure sous l'électrode inférieure, qui après une étape de recuit à plus de 1100 °C, se libère créant ainsi une cavité d'air enterrée (Fig. 1.9-b). Ces cavités ont des profondeurs différentes dues aux différents pas entre les trous. L'inconvénient de l'utilisation de ce type de solution est lié à la complexité de fabrication. De plus, la création des trous fragilise mécaniquement la structure.

#### La technique de 'gravure face-arrière'

Cette technique consiste à former le résonateur directement sur le substrat et de l'isoler acoustiquement par la création d'un gap d'air en éliminant une partie du matériau sous la structure du résonateur BAW à partir de la face-arrière du substrat. En raison de la gravure nécessaire, les structures à gravure face-arrière sont couramment réalisées à base de substrats en Si ou en GaAs. Un tel amincissement de l'ordre du micron est très difficile à réaliser tout en conservant une grande homogénéité en épaisseur. Cependant, le choix de la technique d'amincissement employée pour la réalisation de ce type de cavités est crucial. La figure 1.10 montre un exemple de résonateurs BAW gravés sur la face arrière [Park et al., 2003], [Ruby et al., 2001].

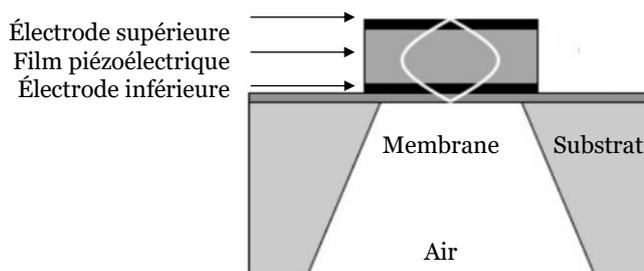


FIG. 1.10 - Structure d'un résonateur FBAR sur membrane.

### — Les résonateurs SMR

Pour ce type de résonateur (Fig. 1.11) l'isolation est assurée à l'aide d'un miroir de Bragg, aussi appelée « SMR \_ de l'anglais Solidily Mounted Resonator ». Cette solution fut découverte par Newell en 1965 [Newell, 1965], décrivant une méthode afin de transformer l'impédance du substrat sous le résonateur de manière à créer une isolation partielle. Ce concept du miroir de Bragg est inspiré de l'optique. Transposé en acoustique, cela consisterait à alterner des couches d'impédance acoustique élevée et des couches d'impédance acoustique faible de manière à avoir un fort rapport d'impédance mécanique. Afin de maximiser le coefficient de réflexion, l'épaisseur de chaque couche doit être égale au quart de la longueur d'onde  $\lambda/4$  ( $\lambda$  : longueur d'onde) de l'onde se propageant dans la couche. Ces dernières agissent tel un réflecteur, confinant l'onde près du résonateur, et tel un atténuateur du déplacement mécanique, diminuant l'amplitude de l'onde en fonction de l'épaisseur totale du réflecteur. Dans la pratique deux à quatre alternances suffisent pour obtenir plus de 99 % de réflexion de l'onde par le miroir.

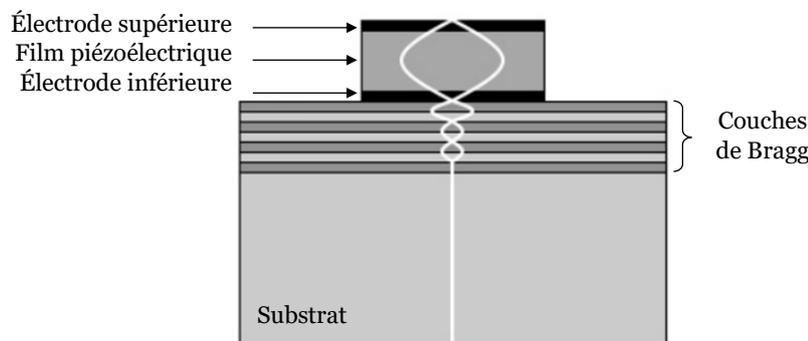


FIG. 1.11 – Structure de base d'un résonateur SMR.

En 1990, les premiers développements de résonateurs BAW à base de réflecteurs de Bragg, ont commencé, et cette structure fournit une solution plus robuste en termes de tenue mécanique. En 1995, Lakin [Lakin, Kline et al., 1995] applique ce type de structure aux designs de filtres à base d'un film piézoélectrique en AlN travaillant autour de 1,6 GHz. Ces références bibliographiques traitent ce type de structure en détail [Lakin, 2005], [Lakin, Mccarron et al., 1995].

Malgré la robustesse en tenue mécanique qu'offrent les résonateurs SMR, un inconvénient lié au procédé de fabrication technologique persiste notamment à cause de la multiplicité des opérations nécessaires à sa fabrication. De plus, comparé aux FBAR, ce type de résonateur présente une très faible capacité d'intégration dans le flot de fabrication d'un procédé BiCMOS par exemple. En effet, les résonateurs SMR nécessitent une étape supplémentaire d'assemblage de puces par la méthode dite « Flip-Chip » basées sur le procédé « bumping » qui consiste à faire croître une bille conductrice assurant la connexion entre la puce SMR et la puce BiCMOS par thermocompression ou collage à Ultrason. Cette technique est bien décrite dans la référence suivante [Godet, 2010].

### — Les résonateurs HBAR

Cette approche est très tôt mise en œuvre et, dès le début des années 1980, des produits  $Q \cdot f$  avoisinant les  $5 \times 10^{13}$  sont annoncés par Moore et al. à partir d'un résonateur en ZnO « Oxyde de Zinc » déposé sur un substrat de saphir fonctionnant à plus de 7,6 GHz [Moore et al., 1981].

Tel qu'illustré sur la figure 1.12, un résonateur HBAR est constitué d'un film piézoélectrique et d'électrodes, le tout reposant sur un substrat massif. Le film piézoélectrique est ici employé davantage comme transducteur que comme milieu de propagation, ce dernier rôle étant assuré par le substrat. Ce dernier au coefficient de qualité acoustique important, peut être utilisé même s'il n'est pas piézoélectrique. Ce type de résonateur vient à la rescousse des deux configurations de résonateurs précédemment décrites exploitant pleinement les propriétés intrinsèques des films minces piézoélectriques déposées. En effet, ces films ne présentent pas les meilleurs coefficients de qualité atteignables (Typiquement inférieurs à  $4,5 \times 10^{12}$ ), et ne sont donc pas adaptés aux applications source de fréquence haute performance. Ceci peut être dû à la présence des électrodes qui participent au piégeage de l'onde du fait que leurs épaisseurs soient généralement de l'ordre de quelques pour cents à dix pour cents de l'épaisseur du film piézoélectrique [Lakin et al., 1993], [Ferre-Pikal et al., 2001].

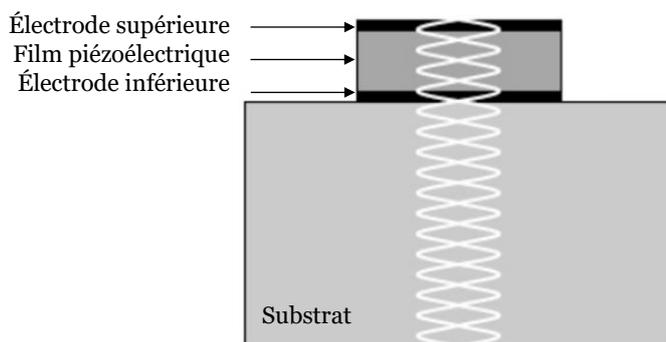


FIG. 1.12 – Structure de base d'un résonateur HBAR.

### Pertes acoustiques liées à l'architecture du résonateur

Des résonances parasites à composante latérale significative apparaissent dans le comportement électrique du résonateur BAW. Dans ce cas, la zone du résonateur qui comprend toutes les couches de l'empilement agit comme une cavité acoustique dans laquelle les ondes stationnaires qui satisfont les conditions aux limites se propagent dans le plan de la structure, en se réfléchissant sur les bords de celles-ci.

Le concept du piégeage d'énergie a été introduit dans le domaine des résonateurs piézoélectriques par [Schockley et al., 1962] au début des années 60 pour optimiser le coefficient de qualité en maîtrisant la fuite d'énergie dans les supports. Il n'élimine cependant pas l'apparition de résonances latérales, puisque l'existence du piégeage est liée à celle d'une composante latérale du vecteur d'onde. En 2D, en considérant que les conditions aux limites sur les grandes faces de la plaque fixent les composantes verticales des ondes élastiques, on peut déterminer les courbes de dispersion qui sont les lieux admissibles pour les couples  $(\omega, k_x)$ , où  $k_x$  est la composante latérale du vecteur d'onde. Ces courbes comportent plusieurs branches et sont très souvent représentées sous la forme équivalent  $(\omega/V_x)$  où  $V_x$  est la vitesse de propagation dans la direction du guidage. Certaines branches partent de l'origine ( $\omega = 0, k_x = 0$ ), d'autres partent de  $\omega \neq 0$ . Les modes BAW d'extension-compression d'épaisseur appartiennent à la deuxième catégorie et correspondent au cas  $k_x \ll k_z$ . Dès qu'on s'éloigne de cette région, la structure du mode se modifie rapidement,  $k_z$  devient dominant, et on parlera de modes de plaque ou d'ondes de Lamb, plus générales. Par exemple, le mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur appartient à la branche dite  $S_0$  des ondes de Lamb. Comme ces dernières comportent plusieurs autres branches distinctes, les conditions aux

limites sur les bords d'une plaque mince sont en général satisfaites par des combinaisons complexes de plusieurs branches. Les éléments de la combinaison réagissent différemment aux variations de paramètres dimensionnels, de nombreuses résonances sont possibles, les pertes dans les supports deviennent alors importantes, et il devient difficile d'obtenir un mode avec un bon coefficient de qualité.

La dégradation des performances des résonateurs BAW due à leur couplage avec des modes de plaque est largement discutées dans [Ruby et Fazio, 2005]. La technique du piégeage d'énergie consiste à imposer à la plaque des caractéristiques légèrement différentes dans la région d'excitation et dans les régions extérieures à celles-ci, pour que l'onde guidée devienne évanescence dans les régions extérieures. On exploite donc le fait qu'une onde évanescence ne transporte pas d'énergie.

### 1.3.5 Les BAW d'un point de vue électrique

#### 1.3.4.4 Les méthodes de transduction

En raison de la nature multi-physique inhérente aux micro/nano-résonateurs, des impédances variables en fonction de la fréquence peuvent être réalisées dans ces systèmes par une variété de mécanismes distincts variant des forces de champ aux forces moléculaire [Valentini, 2001] comme montré à la figure 1.13 et décrit dans cette section. Parmi les mécanismes envisageables on cite les excitations électrostatique, piézoélectrique, électromagnétique, magnétostrictive, électrothermique et les alliages à mémoire de forme.

#### **Transduction électrostatique**

Ce mode d'actionnement fait intervenir un ensemble de deux électrodes dont une est placée au plus près du résonateur et l'autre à une distance  $g$  désignant le gap électrostatique. Cette configuration met en place une capacité variable délimitée par les électrodes entre lesquelles une force d'attraction entre les charges opposées suivant la loi de Coulomb, appelée force électrostatique ou force de Lorentz, est exercée, résultante de l'application d'une différence de potentiel. Ce mode de transduction est le plus courant pour les micro-commutateurs électrostatiques [Houssini, 2009], [Achkar, 2009], ainsi que pour de nombreux résonateurs électromécaniques tels ceux présentés dans le tableau 1.4. Il existe cependant deux configurations utilisables pour l'actionnement électrostatique : actionnement vertical obtenu dans des composants plus ou moins compacts tels ceux présentés dans la figure 1.14 ou l'actionnement latéral obtenu dans des composants de tailles considérables tels que celui présenté dans la figure 1.15.

#### — Actionnement à plan vertical \_ *HORS PLAN*

Pour l'actionnement vertical (ou l'actionnement hors plan), la force électrostatique  $F_e$  entre les électrodes est proportionnelle au carré de la tension appliquée et inversement proportionnelle au carré de l'entrefer selon l'expression (1.13). Une force mécanique de rappel  $F_m$ , due à l'inertie de la structure vibrante au déplacement produit par la force électrostatique, caractérisée par la raideur mécanique  $K_m$  propre au matériau la constituant, agit sur la structure dans le but de restaurer la position de l'électrode mobile. Toutefois, pour une tension de polarisation donnée on peut trouver une position d'équilibre pour les deux forces.

$$F_e = \frac{\varepsilon_0 S}{2g^2} V^2 \quad (1.13)$$

De (Eq 1.13), nous pouvons remarquer qu'une augmentation de la tension d'excitation augmente de façon quadratique la force électrostatique exercée sur le résonateur, ce qui se traduit par une diminution de la valeur du gap initial tandis que la force mécanique de rappel croît linéairement selon l'expression donnée par (1.14).

$$F_m = -K_m \cdot z \quad (1.14)$$

où  $K_m$  est la constante de raideur mécanique qui dépend de la valeur de module de Young  $E$ , de l'épaisseur du matériau ainsi que de la forme géométrique des ressorts soutenant la partie mobile.

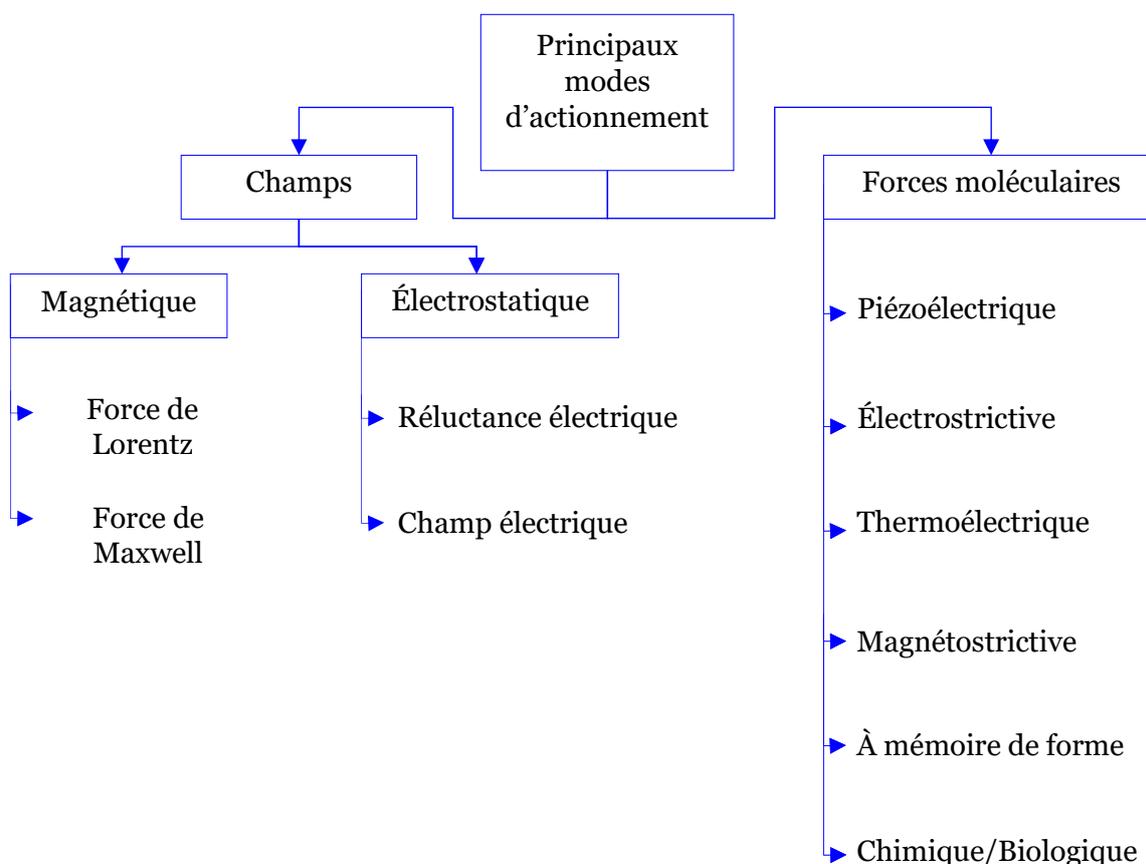


FIG. 1.13 - Méthodes de transduction classées selon la force d'excitation [Valentini, 2001].

À une certaine polarisation, nous atteignons un point d'instabilité entre les deux forces. La dérivée de la force électrostatique par rapport au déplacement, assimilable à une raideur négative qui est alors exactement l'opposée de la raideur mécanique constante. La raideur effective du système au point d'équilibre est définie comme le rapport d'un incrément de force externe<sup>9</sup> mécanique externe à l'incrément de déplacement qui en résulte. Au point précité, la raideur effective devient nulle, et la moindre perturbation se traduit par l'affaissement de l'électrode mobile entrant en contact avec l'électrode fixe. Ce phénomène dit « Pull-in »

<sup>9</sup>La force de rappel et la force électrostatique du système à l'équilibre sont alors considérées comme des forces internes et la raideur effective est alors logiquement définie comme le rapport force/déplacement quand on impose l'un ou l'autre depuis l'extérieur.

constitue, entre autres, un des facteurs limitants de cette méthode de transduction et nous nous proposons de l'étudier plus en profondeur dans le chapitre 4.

En l'absence de polarisation DC, la pulsation de résonance mécanique angulaire d'un tel système peut s'écrire comme suit :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K_m}{M}} \quad (1.15)$$

En présence d'une polarisation DC, la fréquence de résonance diminue :

$$\omega'_0 = \sqrt{\frac{K_m + K_e}{M}} \quad (1.16)$$

car  $K_e$  est négative du fait que la force électrostatique est l'opposée d'une force de rappel. On assiste donc dans ce cas à un « Spring softening effect ». Au pull-in, la fréquence de résonance est nulle puisque la raideur nette du système devient nulle.

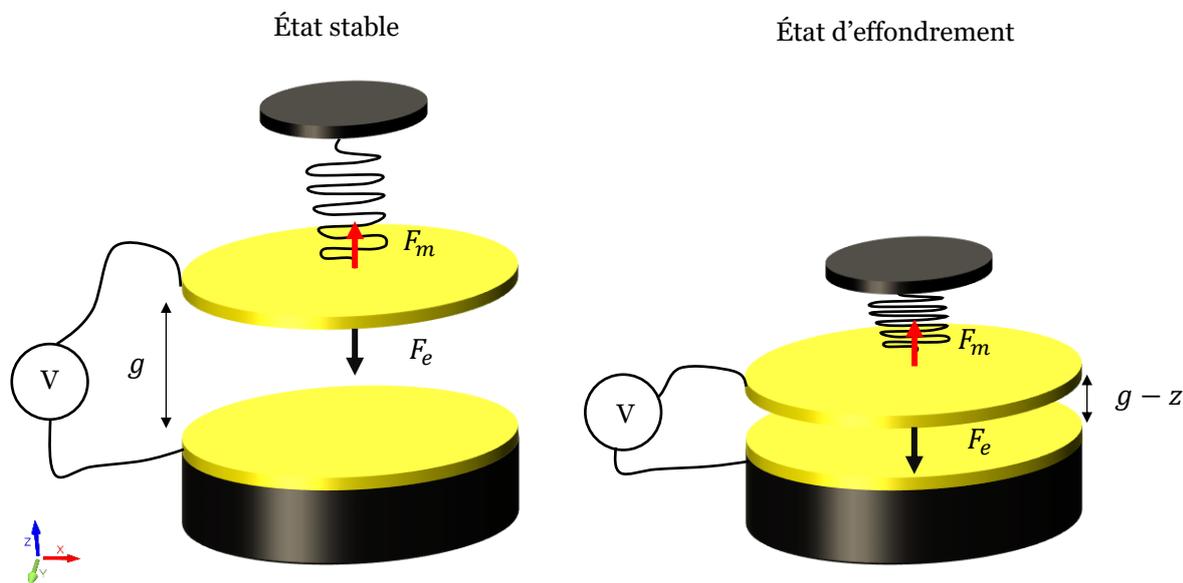


FIG. 1.14 – Illustration d'un résonateur capacitif à actionnement électrostatique vibrant hors plan.

Un développement analytique trivial relatif à ce mode de transduction est présenté dans la section 2.1.3.1 du chapitre 2 pour exprimer la force électrostatique nécessaire à la mise en actionnement du résonateur dans le cas d'une excitation simple-face.

Notons que deux configurations basées sur l'actionnement hors plan existent dans la littérature selon la disposition spatiale des électrodes. À savoir, horizontale (objet de cette thèse) ou verticale [Pourkamali et al., 2005]. La disposition verticale des électrodes s'avère difficile à mettre en œuvre avec les technologies dont nous disposons. En effet, l'obtention de gaps relativement fins dans la dimension horizontale nécessite une technologie dite auto-alignée séduisante mais très avancée : on réalise d'abord une tranchée dans le silicium ; on oxyde les flancs de celui-ci, on remplit la tranchée de poly-silicium et enfin on élimine la couche d'oxyde. Toutefois, dans le cadre de cette thèse nous avons réussi à atteindre des gaps de 200 nm environ, ce qui est très appréciable pour les hypothèses fixées au départ.

— Actionnement à plans latéraux \_ *DANS LE PLAN*

L'actionnement latéral constitue un autre moyen d'utilisation de la force électrostatique, dans ce cas, le mouvement est parallèle à la surface des électrodes. Ce mode d'actionnement est dit par « Comb Drive » car il utilise un système de peignes inter-digités pour augmenter la capacité du système et donc la force électrostatique. Il est très utilisé pour exciter des résonateurs MEMS dans le plan comme montré sur la figure 1.15.

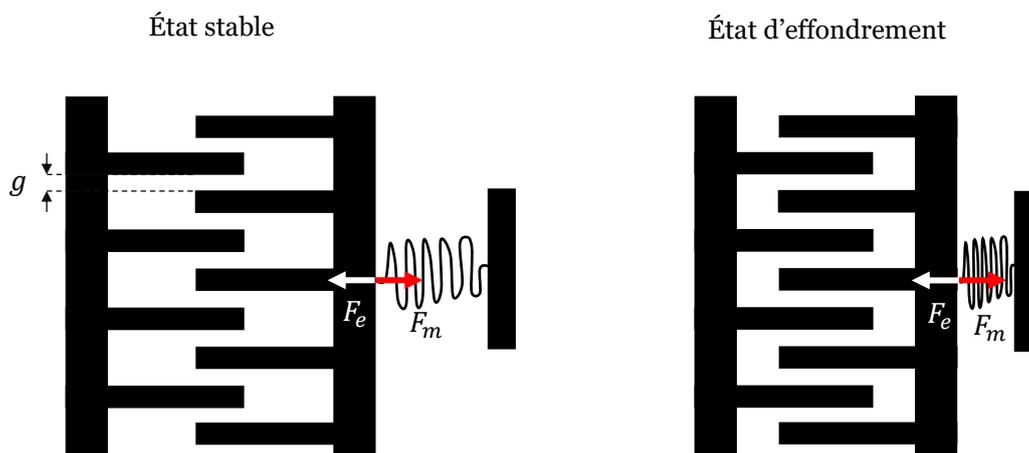


FIG. 1.15 - Illustration d'un résonateur capacitif à actionnement électrostatique vibrant dans le plan.

Ce type de structures permet de réduire la valeur de la tension d'alimentation nécessaire à l'excitation du résonateur. Grâce à la multiplicité des peignes assurant la transduction, et à la symétrie de la configuration, les forces électrostatiques globales tendent à faire s'interpénétrer les peignes, augmentant ainsi la distance potentielle de travail ce qui implique une force électrostatique importante, proportionnelle aux nombres de peignes et à l'entrefer pour une tension d'excitation donnée, tout en restant constante tout au long de son déplacement. L'avantage de ce type de structure, exempte de pull-in, est leur linéarité par rapport au déplacement puisque les déplacements ne sont plus limités par les claquages électrostatiques mais il faut prendre garde à dimensionner correctement les longueurs des poutres de flexion nécessaires au retour du dispositif au repos. Il faut également que les surfaces en regard soient parfaitement réalisées pour éviter tout contact entre peigne mobile et fixe lors du déplacement.

Toutefois, un inconvénient de ce type de structure réside dans l'impossibilité de leur intégration en technologie C-MOS principalement à cause des contraintes technologiques (l'épaisseur du matériau, gap entre les peignes ... etc.) nécessitant un grand nombre de peignes pour obtenir une force électrostatique importante, impliquant un composant de taille considérable. De plus, le balourd introduit par les peignes rend difficile voire impossible la réalisation de systèmes hautes-fréquences.

Deux phénomènes non linéaires connus existent dans les résonateurs MEMS excités électro-statiquement. Ce sont le « Spring Softening Effect » et le « Spring Hardening effect ». Dans le « Spring Softening Effect », la fréquence de résonance décroît lorsque l'amplitude d'oscillation augmente, tandis que dans le cas de « Spring Hardening effect », la fréquence de résonance de la structure augmente au moment où l'amplitude d'oscillation diminue. Ces phénomènes n'ont rien à voir avec le Spring Softening effect dû à la polarisation DC. Dans le cas présent, il s'agit de l'effet de l'amplitude des oscillations, pas de la polarisation. À fort

niveau dynamique, l'amplitude devient finie par rapport au gap. Il est clair que dans ce cas, l'accroissement de la force électrostatique lorsque l'entrefer est minimum au cours des oscillations est plus important que sa diminution lorsque l'entrefer est à son maximum. De plus, en déformation finie, la raideur mécanique du composant peut augmenter ou diminuer avec l'amplitude des oscillations en fonction des propriétés du matériau. Cette problématique doit être étudiée surtout dans le cas d'excitation à fort niveau de structures présentant un bon facteur de couplage électromécanique.

### **Transduction électromagnétique (forces de Lorentz)**

Plusieurs types de transduction électromagnétique ont été introduits [Im et al., 2007]. Cette méthode d'actionnement sans contact exploite la force d'attraction dite de Lorentz qu'exerce un matériau ferromagnétique sur un champ magnétique. Comme l'actionnement électrostatique, cette méthode nécessite des distances faibles. Même si elle permet d'obtenir une force considérable et un faible temps de réponse, elle reste limitée pour l'actionnement des MEMS à cause de la complexité de son procédé de fabrication. L'importante valeur de courant pour d'actionnement conduit à une forte dissipation et finalement l'échauffement du système qui reste toléré en deçà d'une certaine limite.

### **Transduction piézoélectrique**

La piézoélectricité est une propriété caractérisant certains matériaux cristallins. Ces matériaux possèdent une certaine symétrie cristalline qui présente des charges globalement neutres à l'équilibre. En fait les charges se présentent par paires (dipôles) et sont liées aux atomes de la structure cristalline. Les dipôles sont affectés par l'application de contraintes et déformations mécaniques. Inversement, ils tendent à s'aligner dans la direction d'un champ électrique imposé. Comme les charges sont liées aux atomes du cristal, la rotation des dipôles crée un ensemble de déformations du cristal.

L'effet piézoélectrique étant réversible, l'effet piézoélectrique direct peut être utilisé pour assurer la transduction de l'effet mécanique. Sous l'application d'une force au matériau piézoélectrique, les charges opposées correspondant aux extrémités de la chaîne de dipôle apparaissent sur les surfaces opposées du film et induisent une différence de potentiel. En utilisant l'effet inverse, par l'application d'un champ électrique (un potentiel électrique) à travers le film, une déformation du film piézoélectrique est observée. Il est alors possible, par effet piézoélectrique direct et inverse d'assurer respectivement et simultanément la mesure du signal et l'actionnement de la structure.

Pour tout matériau piézoélectrique, nous pouvons mesurer un coefficient piézoélectrique qui nous donne le ratio entre la composante du champ électrique auquel est soumis le film et la déformation dans chaque direction du film piézoélectrique.

Si le film piézoélectrique est pris en sandwich entre deux électrodes sur la face supérieure d'une couche élastique, la déformation dans le film actif peut<sup>10</sup> induire un moment de flexion dû au gradient de déformation et une déflexion hors plan est obtenue. L'avantage de ce type d'actionnement est sa linéarité. L'inconvénient majeur réside dans les problèmes de compatibilité entre certains cristaux piézoélectriques et l'intégration technologique avec d'autres matériaux.

---

<sup>10</sup>Cela dépend des symétries du cristal, qui permettent que certains coefficients soient non-nuls et d'autres nuls.

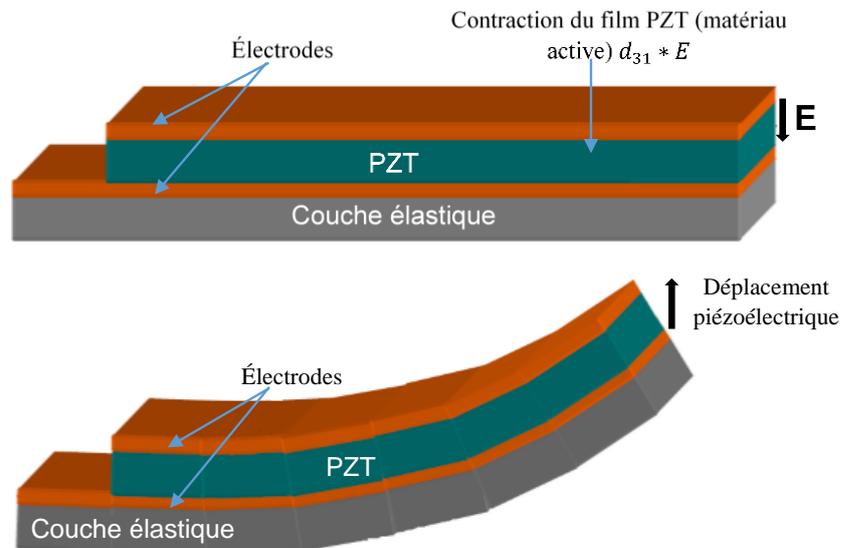


FIG. 1.16 - Le mécanisme d'actionnement piézoélectrique. [Conseil, 2004], [Flynn et Tavrow, 1991].

### Transduction électrothermique

En raison de leur volume réduit, la variation de température au sein des dispositifs peut être relativement rapide. L'actionnement électrothermique est donc aussi largement utilisé dans l'actionnement des MEMS opérant en statique ou en BF. Ce mode d'actionnement est moins usité dans les MEMS-RF réalisés dans des matériaux déjà sensibles à la température et il induit une médiocre réponse temporelle comparativement aux autres modes d'actionnement. Il implique également une importante dissipation d'énergie durant l'actionnement.

Toutefois, il permet d'obtenir des forces relativement importantes, de l'ordre du  $mN$ . En raison du phénomène de la dilatation thermique, lorsqu'un matériau est élevé à une certaine température, il doit réagir pour absorber cette énergie et par conséquent ses atomes sont excités et la distance intermoléculaire augmente et induit par conséquent la dilatation de l'objet. Ce mode d'actionnement est souvent utilisé dans les switches, plus d'applications peuvent être trouvées dans les références suivantes [Zhou et al., 1997], [Beardslee et al., 2010], [Wang, Li et al., 2002] et [Othman et Brunnschweiler, 1987].

### Transduction magnétostrictive

L'actionnement magnétostrictif est très similaire au phénomène piézoélectrique. Dans la piézoélectricité, la déformation est obtenue en soumettant le film piézoélectrique à un champ électrique tandis que dans la transduction magnétostrictive, la direction des cristaux est sensible au champ magnétique.

Le matériau magnétostrictif est déposé sur la face supérieure de la couche passive élastique. Quand l'électroaimant est activé, un champ magnétique provoque la contraction ou la dilatation de la couche active conduisant à un gradient de déformation (équivalent à un gradient de contrainte) [Arai et Honda, 1996]. À chaque fois que nous avons une bobine magnétique, nous assistons à une grande dissipation d'énergie pour l'actionnement et une certaine complexité de fabrication.

## Comparaison des méthodes de transduction

Le tableau 1.5 ci-dessous résume la liste des caractéristiques des différentes méthodes de transduction. Pour notre application, une faible énergie de consommation est nécessaire, un forte potentiel d'intégration et si possible une force suffisante pour mettre en vibration la membrane vibrante.

	E-statique	E-magnétique	Piézoélectrique	E-thermique	Magnétostrictif
Consommation	$\cong 0$	Élevée	$\cong 0$	Élevée	Élevée
Déflexion (gap)	Faible	Faible	Élevée	Élevée	Élevée
Encombrement	Faible	Élevé	Faible	Faible	Faible
Réalisation	Très simple	Complexe	Complexe	Simple	Complexe

Tableau 1.5 - Tableau comparatif des différents types de transduction.

De prime abord, l'actionnement électrostatique est donc intéressant pour notre application et mérite d'être étudié. Le travail exposé dans ce manuscrit consiste à déterminer le potentiel de cet actionnement compte tenu des technologies auxquelles nous pouvons accéder tant au laboratoire qu'en prévision d'un développement industriel. Il faut une bonne adéquation entre un principe physique, *a priori* immanent, et une technologie, dont il est parfois complexe d'évaluer l'évolution, pour que la proposition d'un nouveau composant soit un succès.

### 1.4 Du cristal piézoélectrique au gap électrostatique

La piézoélectricité fut la méthode la plus usitée jusqu'à présent, pour les résonateurs RF. L'actionnement-détection piézoélectrique ne nécessite aucune tension de polarisation pour produire de la vibration, et permet d'obtenir des résistances motionnelles très faibles, adaptées aux circuits RF. L'inconvénient majeur de cette méthode de transduction réside cependant dans la difficulté de son intégration avec les technologies CMOS, non encore résolue à ce jour. Cependant, parmi les méthodes de transduction citées ci-haut, et compte tenu de notre problématique consistant à travailler uniquement sur des résonateurs MEMS ayant un fort potentiel d'intégration avec les technologies de la microélectronique, dans le cadre des sources de fréquence embarquées, nous avons choisi la transduction la plus intégrable avec les technologies CMOS, à savoir la transduction électrostatique. Le choix du mode de transduction a donc été guidé par la nécessité de ne pas (ou peu) affecter l'intégrité du résonateur, notamment par des modifications de sa forme (le cas de l'excitation thermique basée sur l'expansion thermique, due à l'échauffement par un courant électrique d'un matériau résistif) ou par l'ajout de matériaux supplémentaires qui pourraient dégrader le facteur de qualité du résonateur. Enfin, tout échauffement de la région vibrante induit par l'actionneur est proscrit puisqu'il affecte sa fréquence de résonance. Par ailleurs, aucun matériau de transduction supplémentaire n'est nécessaire comme il le serait pour d'autres systèmes d'actionnement et de détection, tels que la transduction piézo-électrique. Ainsi, le système électrostatique fournit un excellent moyen de parvenir à un « dispositif tout-silicium », qui est attrayant pour minimiser les effets de dilatation thermique différentielle.

Malgré le fort facteur de qualité pouvant être autorisé par la transduction électrostatique à des fréquences atteignant les *GHz* [Li et al., 2004], [Wang et al., 2004], cette méthode a toutefois l'inconvénient de présenter de fortes valeurs de résistances motionnelles (atteignant parfois quelques kilo-ohm), difficilement compatibles avec la conception d'un oscillateur

haute-fréquences. Les solutions proposées dans la littérature ont été évoquées dans le paragraphe §1.3.4.2. En outre, la richesse de la bibliographie en exemples de résonateurs MEMS intégrables à haute fréquence exploitant la transduction électrostatique est un des éléments qui ont motivé le choix de cette méthode de transduction pour les travaux de cette thèse.

## 1.5 Les C-BAR à Femto-ST

La volonté de développer des résonateurs silicium à excitation capacitive qui exploitent le concept de piégeage d'énergie n'est pas fortuite mais résulte d'une culture locale et des compétences de l'équipe de recherche CoSyMA « Composants Systèmes Matériaux » dans le domaine des micro-résonateurs capacitifs. En effet, les résultats obtenus précédemment par le Dr. Mihaela Ivan (thèse soutenue en Décembre 2012) ont permis une avancée technologique avérée. Nos travaux se situent donc dans la continuité de cette recherche préliminaire, tout en visant à proposer des solutions pour surmonter les verrous et limitations technologiques des premières générations de résonateurs C-BAR. L'intérêt et l'originalité de la recherche proposée résident essentiellement dans les points suivants :

- La première originalité du projet global réside dans l'élaboration de résonateurs acoustiques à *excitation électrostatique* exploitant des modes à *énergie piégée* permettant d'atteindre les limites imposées au coefficient de qualité par les pertes viscoélastiques du matériau.
- La seconde originalité du projet réside dans la migration vers une *technologie tout silicium* à base de wafers fortement *résistifs* (10 000 – 20 000 *ohm.cm*), particularité destinée à améliorer significativement les performances du dispositif en termes de réduction des capacités parasites. La bibliographie des C-MUT propose des exemples d'une telle amélioration [Knight et al., 2004]. Le choix d'une technologie tout silicium implique que l'intégration peut se faire sur les deux wafers (dans le cas de plaques non-amincies) ou sinon sur la plaque ne contenant pas le résonateur.

La recherche préliminaire de M. Ivan a conduit à développer une technologie de gaps à grand facteur de forme parallèles au plan du substrat, soit une épaisseur de gap égale à  $1\ \mu\text{m}$  sur des surfaces de  $75\ \text{mm}^2$ . Ces travaux présentaient néanmoins plusieurs verrous technologiques nécessitant des améliorations et une étude plus approfondie. Par exemple, le soudage anodique pour assembler un wafer silicium pleine plaque avec un wafer définissant les cavités électrostatiques par gravure RIE souffrait de défauts d'alignement récurrents et a introduit une certaine complexité de conception pour éliminer les claquages électriques lors de la fabrication. La réalisation de vias électriques par perçage du wafer en verre par usinage ultrasonore se traduisait par des résistances de contact trop élevées (plusieurs  $\Omega$ ) ayant un impact très négatif sur le schéma équivalent électrique. De plus cette technique d'usinage s'est avérée incompatible avec toute ambition de miniaturiser les dispositifs, car les perçages sont faits à l'unité.

Les coefficients de surtension se sont avérés décevants (5000 à 9000 à 10 MHz sous pression normale) et n'ont donc pas permis de compenser le faible couplage électromécanique des structures réalisées.

Mes travaux de thèse tendent à lever les verrous technologiques rencontrés lors de ces travaux (Fig.1.17). Nous avons donc décidé de définir de nouvelles structures, différant sur quatre points de celles réalisées par M. Ivan :

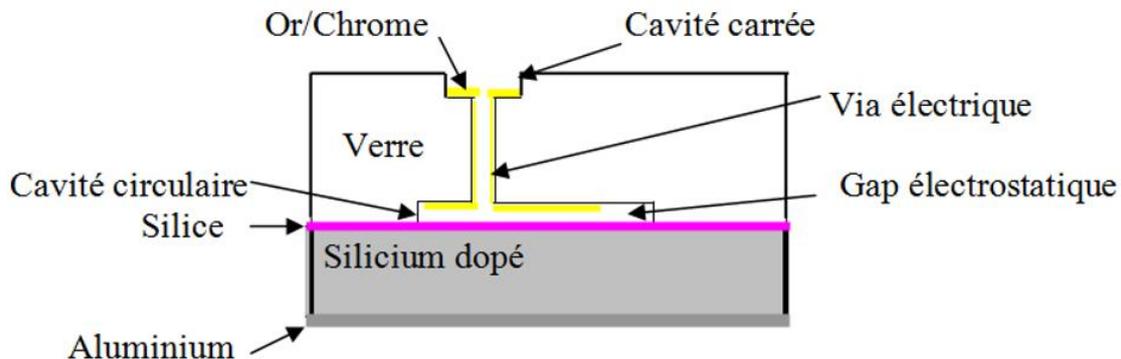


FIG. 1.17 - Résonateur BAW capacitif en silicium dopé, à excitation électrostatique simple face avec des vias électriques réalisés par usinage ultrasonore dans le verre [Ivan, 2012].

- Remplacement du wafer en verre pour la structure d'accueil de l'électrode d'actionnement par un wafer silicium.
- Réalisation des vias dans le silicium permettant ainsi une facilité de mise en œuvre technologique.
- Collage or-or du substrat résonnant avec la structure de support d'électrode fixe. Ceci permet d'éviter le risque de claquage des dispositifs qui pourrait être dû à l'application de fortes tensions nécessaires pour réaliser l'anodique bonding.
- Réalisation du gap électrostatique par surépaisseur d'or au sein du procédé de collage or-or. Ceci permet d'éviter d'avoir à graver le gap dans le silicium, donc une étape en moins.

Ce choix technologique impose une refonte complète du procédé de réalisation et a été motivé par les raisons suivantes :

- Cette approche nécessite un effort supplémentaire pour la maîtrise de l'isolation électrique des vias, mais permet en revanche d'éliminer le soudage anodique verre-silicium. La tension de 900 V appliquée lors de cette étape technologique fut en effet à l'origine du claquage de nombreux dispositifs. Cette difficulté ne fut résolue qu'en réalisant une cavité décalée de 100  $\mu\text{m}$  par rapport à la face avant du verre pour recevoir le pad de prise de contact de l'électrode externe.
- L'usinage DRIE de tranchées dans le silicium est considérablement plus rapide que dans le verre. Avec les équipements disponibles à la centrale MIMENTO, le rapport des vitesses d'usinage des deux matériaux est en effet favorable au silicium, dans la proportion d'un à deux ordres de grandeur. Par exemple, on obtient typiquement 7 à 11  $\mu\text{m}/\text{min}$  pour le silicium, en fonction du groupe utilisé, et seulement de 100 à 400  $\text{nm}/\text{min}$  pour la gravure du verre sur la machine STS de MIMENTO. La sélectivité de l'usinage du substrat / celui du masque est également significativement meilleure dans le cas de la gravure silicium.

- Une fois la technique de réalisation des vias maîtrisée, la technologie proposée permettra de réaliser des résonateurs indifféremment à partir de substrats silicium pas ou peu dopés, et donc isolants, et de substrats très dopés, donc conducteurs. Ceci permettra de pouvoir déterminer l'impact du dopage sur les caractéristiques acoustiques à partir de maquettes réalisées dans une seule et même technologie, ce qui n'aurait pas été le cas avec les dispositions constructives de la thèse de M. Ivan
- Le collage or-or doit permettre d'obtenir des gaps situés dans la plage  $[100 \text{ nm} - 1 \mu\text{m}]$ . La valeur minimale de  $100 \text{ nm}$  est considérée dans la littérature comme un seuil important pour la validation du concept de résonateurs MEMS. En effet, elle permet généralement d'obtenir des couplages électromécaniques exploitables en fixant l'indispensable tension DC à la valeur standard de  $5 \text{ V}$ , tout en gardant une marge de sécurité raisonnable par rapport au champ disruptif à pression ambiante, que nos premières expérimentations ont situé aux alentours de  $150 \text{ V}/\mu\text{m}$ . La courbe de Paschen systématiquement mise en avant pour motiver le développement des MEMS capacitifs permet d'ailleurs d'envisager une élévation significative du seuil de champ disruptif lorsque le gap se réduit à  $100 \text{ nm}$ .

Le schéma type d'une structure conforme à l'ensemble de ces propositions technologiques est, présenté à la figure 1.18, où nous avons représenté les couches successives de métal par des types de hachures différents. La zone vibrante est localisée dans le wafer supérieur de l'empilement. Une alternative aux TSV « Through Silicon Via », consiste à réaliser un avant-trou de diamètre  $1 \text{ mm}$  par gravure DRIE permettant de ménager un accès direct à la couche conductrice la plus haute dans l'empilement. L'intérêt du collage or-or reste cependant à vérifier compte tenu des capacités parasites très importantes liées à la grande surface de métallisation sur les wafers. Ce collage constitue donc un enjeu important auquel nous tentons de répondre dans ce mémoire.

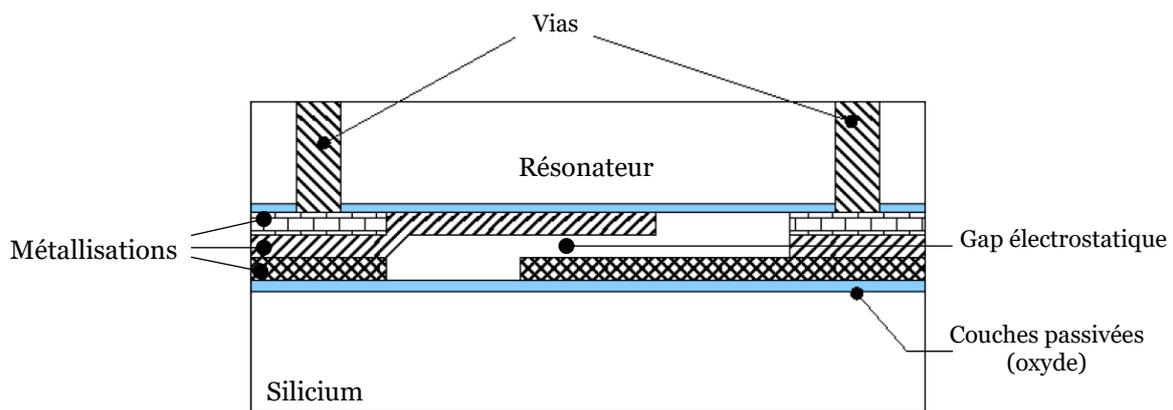


FIG. 1.18 - Schéma de principe d'un résonateur BAW capacitif tout silicium, à excitation électrostatique simple face avec des vias électriques réalisés par DRIE dans le silicium.

## 1.6 Conclusion

L'étude du contexte des résonateurs MEMS silicium a conduit le département Temps-Fréquence de FEMTO-ST à développer une configuration mécaniquement similaire à celle exploitée dans les SiBARs d'AYAZI, l'objectif premier étant l'optimisation du coefficient de qualité de résonateurs opérant dans le bas de la plage RF (quelques MHz). Dans ce contexte, les réalisations de résonateurs à vibrations structurelles mettaient en jeu des technologies avancées dont certaines apparaissaient éloignées du savoir-faire et des objectifs principaux de notre laboratoire lorsque ces études y ont démarré.

Néanmoins, la réalisation de gaps parallèles au plan des wafers implique de nombreuses différences entre les Si-BAR et les résonateurs C-BAR que nous développons, différences ayant permis à FEMTO-ST de proposer le brevet initial [Dulmet et al., 2011]. C'est un élément non négligeable dans la mesure où l'analyse de l'historique des MEMS révèle que les recherches dans ce domaine sont essentiellement pilotées par une logique industrielle visant à répondre à l'équation coût / volume de production.

Plus scientifiquement, il s'avère que le choix de cette configuration de gap nous permet de proposer un moyen de confiner l'énergie acoustique au centre de la plaque, ce qui devrait constituer à terme une avancée significative par rapport aux structures développées par Georgia Tech. À l'inverse, cette configuration induit forcément ses propres difficultés.

Ainsi, le principal challenge technologique de notre approche résidera dans l'obtention de gaps électrostatiques très fins, puisqu'on sait que la réalisation de gaps de l'ordre de centaines de nanomètres constitue un passage obligé pour les développements les plus prometteurs du domaine. Nous étudierons donc dans la suite du mémoire les spécificités de l'excitation électrostatique des modes d'épaisseur avant celles du piégeage d'énergie.







## DEUXIÈME CHAPITRE



## Chapitre 2

# Étude 1D d'une structure d'un résonateur micro-acoustique capacitif à plaque vibrante en silicium

### 2.1 Introduction

Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe §1.4, la difficulté d'intégration des résonateurs piézoélectriques au plus proche des transistors ainsi que la grande flexibilité dans le choix des matériaux pour la réalisation de transducteurs électrostatiques ont retenu notre intérêt pour ce mode de transduction, aussi bien pour l'actionnement que la détection de nos résonateurs. Le prix à payer pour cette flexibilité est la maîtrise de gaps très fins. Pour obtenir des amplitudes de vibration comparables avec celles observées dans les résonateurs piézoélectriques, il faut appliquer des contraintes du même ordre de grandeur. Dans un gap d'air, la force électrostatique de surface est en fait une contrainte de traction donnée par la formule :

$$T = \varepsilon_0 \frac{E_{elec}^2}{2}$$

puisque le champ arrive normalement aux conducteurs. Avec la notation de Voigt, la contribution du champ électrique à la contrainte dans un solide piézoélectrique est donnée par :

$$\delta \vec{T} = -[\mathbf{e}]^t \cdot \vec{E}_{piez}$$

où  $\mathbf{e}$  désigne le tenseur des modules piézoélectriques (en  $C/m^2$ ). Donc, l'ordre de grandeur du champ électrostatique pour produire un effet comparable doit être :

$$E_{elec} \sim \left( \frac{e E_{piez}}{\varepsilon_0} \right)^{1/2}$$

Dans les matériaux couramment employés pour les sources de fréquence, l'ordre de grandeur de  $e$  varie de quelques % à quelques unités, alors que  $\varepsilon_0$  est proche de  $10^{-11}$ . Donc pour parvenir à générer des contraintes comparables, il faut  $E_{elec} \sim 10^5 \times (E_{piez})^{1/2}$ . Ainsi, un champ de quelques  $MV/m$  à la surface du conducteur produira la même contrainte qu'un champ d'1  $V/m$  dans un solide piézoélectrique. Le calcul reste grossier puisqu'il ne tient pas compte du fait que la force électrostatique restera concentrée à la surface d'un conducteur,

alors qu'elle est distribuée assez uniformément dans le « volume acoustique » d'un résonateur piézoélectrique, ce qui est particulièrement évident dans le cas d'un BAW en mode d'épaisseur. La seule porte de sortie pour l'excitation électrostatique consiste donc à réaliser des gaps très fins car l'application de 1 V sur 1  $\mu\text{m}$  produit effectivement un champ de 1  $\text{MV}/\text{m}$  et il est peu souhaitable de réaliser des microsystèmes impliquant l'usage de tensions excédant quelques Volts, quelques dizaines de Volts à la limite.

La transduction électrostatique est donc plus aisément exploitable dans les MEMS lorsque la technologie permet d'obtenir des gaps très fins, typiquement 100  $\text{nm}$ , ce qui constitue un des objectifs dont nous voulons nous rapprocher dans le cadre de cette thèse. Comme par ailleurs la vibration des solides élastiques est pratiquement impossible à concentrer en un seul point et comme l'obtention d'un courant significatif nécessite de drainer des charges sur une surface suffisante, le rapport de forme entre la distance inter-électrodes et la longueur de celles-ci est forcément très grand dans la pratique, si bien qu'une modélisation 1D est tout à fait justifiée pour une première analyse.

## 2.2 Modélisation 1D du résonateur C-BAR

Les principes de fonctionnement des résonateurs micromécaniques avec actionnement électrostatique sont décrits en détail dans [Nguyen, 1994] ; une étude sur les facteurs affectant la fiabilité de fonctionnement est présentée dans [Kazinczi, 2002]. Néanmoins, nous présentons ici une analyse adaptée à la problématique particulière du fonctionnement du C-BAR. Pour la clarté de l'exposé et la facilité de compréhension des développements, il est nécessaire de rappeler les bases du comportement linéaire des solides élastiques anisotropes.

### 2.2.1 Équation mécanique de mouvement 1D

La loi de Newton stipule qu'une force donnée appliquée à un corps rigide entraîne une accélération de ce corps. Ceci provient du fait que le corps est supposé rigide, et l'accélération se transmet instantanément à toutes les parties internes du corps comme une force de volume. Dans les solides élastiques, les effets internes sont très importants. Les forces internes, appelées contraintes ou « stresses » en anglais, et les déformations, appelées « strains » en anglais, apparaissent dans la structure atomique du corps. La contrainte n'est pas nécessairement la cause première de la déformation, et la déformation n'est pas non plus nécessairement la cause de la déformation, mais la présence de l'une entraîne la présence de l'autre, suivant les modalités d'une loi de comportement propre au matériau et non à la forme du solide étudié. Cette interdépendance des contraintes et déformations s'apparente aux relations entre le champ magnétique et le champ électrique dans un milieu électromagnétique.

Les déformations internes se produisent sous l'application de forces qui peuvent être ponctuelles ou distribuées. Les particules internes du corps subissent un champ continu de déplacements continus dont les dérivées partielles spatiales définissent l'ensemble des déformations « strains ». Lorsque ces déformations sont infinitésimales, dans le cas unidimensionnel où la seule coordonnée à considérer est  $z$ , le champ de déformation se réduit aux dérivées partielles des 3 composantes du déplacement par rapport à  $z$  :

$$S = \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.1)$$

où  $u$  définit le déplacement des particules. L'expression de la loi de comportement de Hooke est très simple dans ce cas

$$\text{Loi de Hooke :} \quad T = cS \quad (2.2)$$

où  $c$  est une constante propre au matériau étudié. La figure 2.1 montre l'ensemble du solide, supposé isotrope. L'orientation de la surface est définie par sa normale unitaire extérieure. Utilisant cette référence, la contrainte peut être longitudinale quand les composantes du déplacement sont parallèles au vecteur surface  $\vec{A}$ , et de cisaillement quand ces composantes sont transversales à  $\vec{A}$ . Les composantes de contrainte apparaissent habituellement en paires opposées, qui ne sont pas toujours égales de part et d'autre d'une fine tranche de matière. La relation entre la force nette appliquée sur la tranche et les composantes de contrainte peut être exprimée comme suit :

$$dF = \frac{\partial T}{\partial z} dz dA \quad (2.3)$$

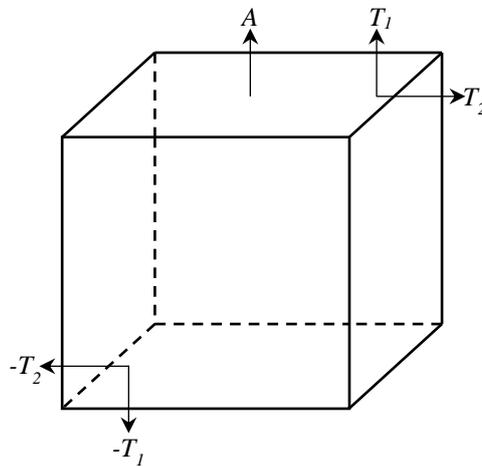


FIG. 2.1 - Orientation des forces de traction dans un volume isotrope.

Se basant sur les définitions précédentes, la loi de Newton peut ainsi être écrite comme suit :

$$F = \frac{\partial T}{\partial z} dz A = \rho A \Delta z \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \Rightarrow \frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2.4)$$

où le terme de gauche dans l'équation (2.4) représente la force appliquée, le produit de la densité  $\rho$  par le volume  $A\Delta z$  correspond à la masse, et la dérivée seconde du déplacement par rapport à  $z$  correspond à l'accélération. Comme la vitesse particulière est la dérivée temporelle du déplacement,

$$v = \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.5)$$

toutes les équations constitutives nécessaires à l'équation d'onde mécanique 1D ont été obtenues (S,  $v$ ). Si la dérivée partielle du temps est appliquée à (S) et (T), l'expression obtenue se traduit par :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z} \Rightarrow \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.6)$$

En dérivant (2.4) par rapport à  $z$ , et (2.6) par rapport au temps, et égalant les dérivées croisées, on obtient l'équation d'onde mécanique à une dimension :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

où la vitesse de phase de l'onde mécanique,  $v_a$ , est facilement obtenue et s'exprime comme suit :

$$v_a = \sqrt{\frac{c}{\rho}} \quad (2.8)$$

Cependant, il est plus intéressant d'exprimer l'équation d'onde mécanique 1D en terme de dépendance du déplacement mécanique  $u$  pour les développements ultérieurs. Pour ce faire, utilisons les lois de Newton et Hooke, et égalons les termes avec les dérivées croisées, le déplacement mécanique peut finalement être exprimé comme suit,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\rho}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

## 2.2.2 Excitation électrostatique du C-BAR

Avant de rentrer dans le vif du sujet, on se propose de donner quelques généralités sur le principe d'actionnement de résonateurs acoustiques exploitant des modes de volume.

### 2.2.2.1 Principe général de l'actionnement d'un BAW - Analogie avec une cavité Fabry-Pérot

La meilleure façon de générer des ondes élastiques de volume dans un matériau non piézoélectrique exige l'utilisation de transducteurs sur la surface du milieu de propagation unidirectionnel délimité par deux parois réfléchissantes (Fig.1.3). Cette configuration peut être assimilée à une cavité Fabry-Pérot en espérant que les performances de ce résonateur ne seront limitées que par les caractéristiques du matériau le constituant.

Considérons une source d'excitation, une cavité constituée de deux miroirs réflecteurs, et un milieu où va s'établir le système d'ondes stationnaires. Une fois le milieu excité, les ondes ainsi générées resteront confinées dans la cavité en établissant des multiples réflexions sur les parois, formant ainsi des ondes stationnaires. Cette cavité est représentée sur la figure 2.2.

Le tableau 2.1 illustre clairement l'analogie entre une cavité Fabry-Pérot et un résonateur BAW et met en relief les correspondances des éléments entre les deux systèmes. La tension appliquée entre les électrodes d'actionnement délimitant le matériau élastique (non piézoélectrique) d'un résonateur BAW capacitif représente la source d'excitation. Cette source superpose une tension de polarisation  $V_{dc}$  de valeur finie avec la tension d'excitation  $V_{alt}$  infinitésimale. Comme la force électrostatique totale s'exerçant sur le résonateur est uniquement attractive, nous ne pouvons pas appliquer directement une force électrostatique alternative, mais seulement une modulation de cette force, d'où la nécessité d'une composante continue : la tension de polarisation. Elle crée le champ électrique continu dont la valeur doit être inférieure au minimum entre le champ disruptif et le champ au seuil du pull-in (§2.2.3), tandis que la tension d'excitation crée une onde élastique à la pulsation  $\omega$  qui se réfléchit sur les interfaces gap-métal. Cette onde se propage normalement à la surface du solide.

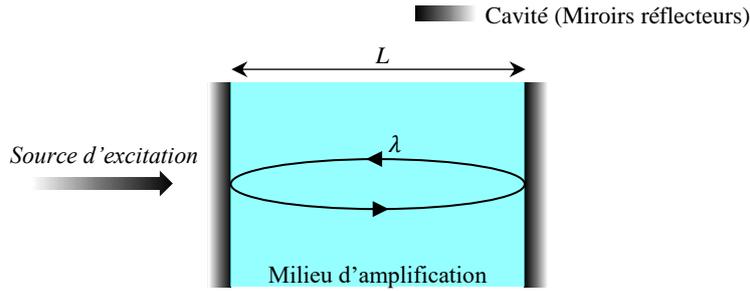


FIG. 2.2 - Principe d'une cavité Fabry-Pérot.

Cavité Fabry Pérot	Résonateur BAW
Source (électrique ou optique)	Source électrique ( $V_{dc} + V_{alt}$ )
Cavité	Électrodes d'excitation
Milieu d'amplification	Matériau piézoélectrique
Condition de résonance :	Condition de résonance :
$L = n\lambda/2$	$h = n\lambda/2$

Tableau 2.1 - Analogie entre un système optique type Fabry Pérot et un résonateur acoustique à transducteur électrostatique.

La résonance des harmoniques s'établit pour des multiples de la demi-longueur d'onde. Celle du mode fondamental s'établit lorsque la demi-longueur d'onde acoustique est égale à l'épaisseur totale du résonateur. Lorsque cette condition est remplie, le milieu sera le siège d'ondes stationnaires ayant une amplitude maximale à la fréquence de résonance.

2.2.2.2 Excitation électrostatique simple face

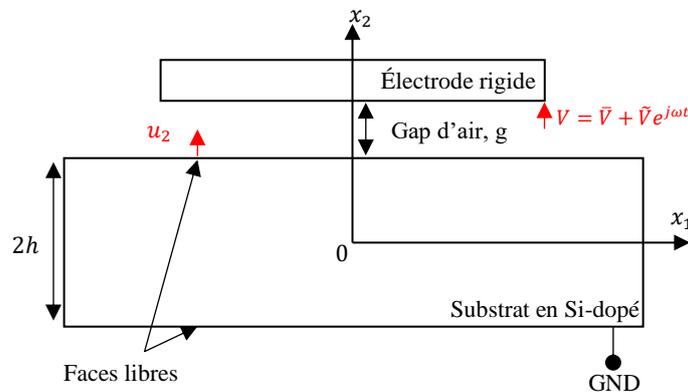


FIG. 2.3 - Transduction électrostatique des ondes d'extension compression d'épaisseur d'un résonateur BAW conducteur. Excitation SFE. Configuration [Ivan, 2012].

Deux configurations d'excitation peuvent être envisagées dans le cas de résonateurs BAW capacitifs, à savoir, une excitation simple sur la face supérieure OU inférieure de la plaque ou une double excitation simultanée sur les faces supérieure ET inférieure de la plaque. Néanmoins, l'excitation simple face est en pratique plus facile à réaliser et la face libre est aisément accessible aux moyens optiques de caractérisation. Aussi, c'est le type d'excitation adopté dans ces travaux de thèse. Il avait été mis en œuvre dans la première série de résonateurs réalisés lors de la précédente thèse [Ivan, 2012]. Comme le montre la figure ci-dessous (Fig.2.3), les résonateurs étaient à base de silicium dopé mis à la masse pour constituer

une des armatures du système. Étant donné que le matériau monocristallin constituant la structure vibrante est non piézoélectrique, il est nécessaire de prévoir un gap d'air entre l'électrode externe rigide et le matériau à exciter. Il va sans dire que cette configuration n'est possible que dans l'éventualité de l'utilisation de la conduction du silicium.

Si le principe d'excitation simple face reste identique, il demeure que le choix des propriétés des matériaux à exciter marque la différence en étant dicté par le souci d'évacuer les risques de capacités parasites. Nous reviendrons un peu plus loin sur les motivations du choix du matériau pour la structure vibrante (§4.3.1). Dans notre cas, nous avons opté pour un silicium fortement résistif. La figure 2.4-a donne un schéma simplifié de la structure du C-BAR de l'étude représenté par deux électrodes, l'une mobile placée sur la face arrière de la plaque vibrante en silicium résistif, généralement mis à la masse et l'autre fixe portée à un potentiel électrique  $V$  positif valant  $V = \bar{V} + \tilde{V}_0 \cos \omega t$ , avec  $\bar{V}$ , la composante continue de la tension ou tension de polarisation, et  $\tilde{V}_0 \cos \omega t$  la composante alternative ou tension d'excitation. Ces deux électrodes forment donc une capacité variable délimitant le gap électrostatique submicronique représenté sur la figure ci-dessous

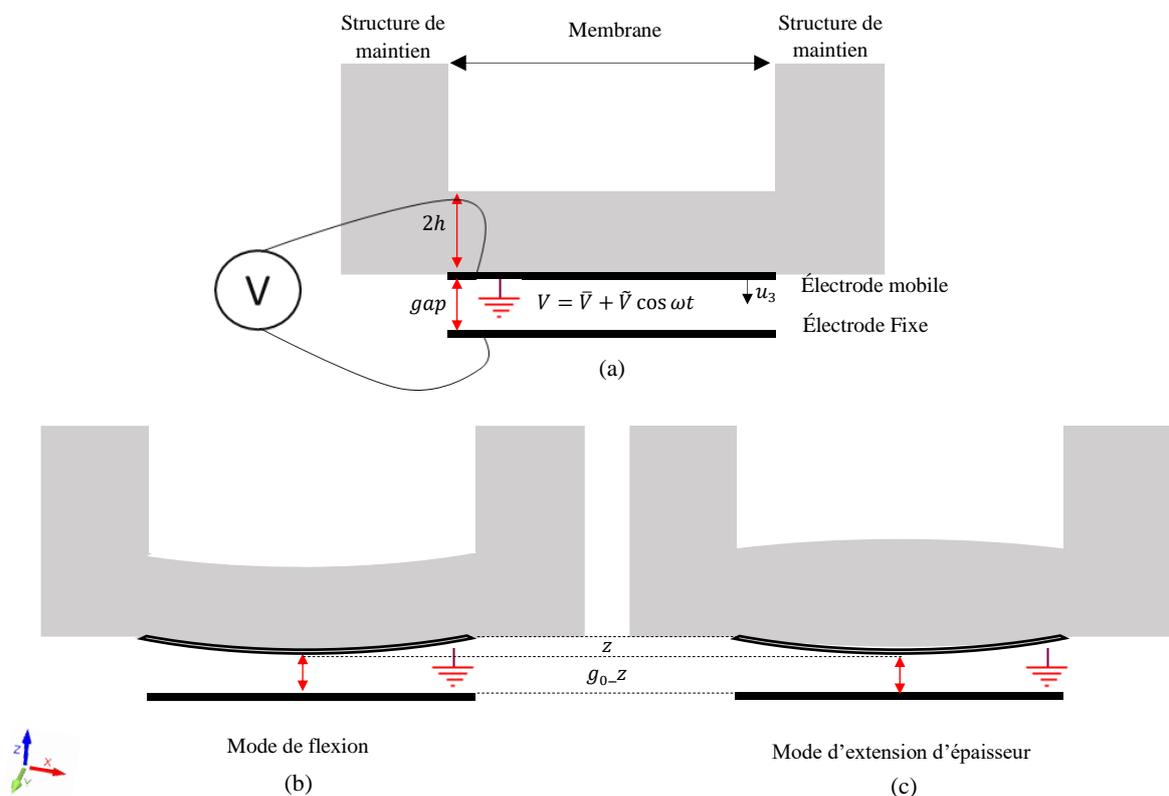


FIG. 2.4 - Transduction électrostatique des ondes (b) de flexion et (c) d'extension compression d'épaisseur d'un résonateur BAW purement résistif. Excitation SFE.

### Choix du mode de vibration

Les résonateurs mécaniques réels possèdent de très nombreux modes de résonance mécanique. Cependant, selon la plage de fréquence et la configuration des électrodes, un ou plusieurs modes participent à la réponse harmonique [Skudzyk, 1958]. Ici, l'excitation simple face permet d'offrir aux dispositifs de cette étude la possibilité d'être testés en plusieurs modes de fonctionnement, notamment en modes de flexion ou en modes d'extension-compression. Si le résonateur est réalisé à partir d'une poutre encastée-encastée excitée par une électrode

placée au milieu (Fig.2.4-b) le premier mode de flexion est privilégié [Pourkamali et al., 2003]. Dans le cadre de cette étude, le C-BAR, comme l'indique son acronyme « Capacitive Bulk Acoustic Resonator », est défini comme étant le siège d'ondes acoustiques de volume (Fig.2.4-c). Ce sera donc ce type de modes que l'on souhaite voir contribuer à la réponse harmonique. Toutefois, d'autres modes de résonance peuvent exister : les modes d'ordre supérieur de volume/flexion, les modes de torsion, etc. On ne cherchera donc pas à exciter ces derniers.

La polarisation des ondes de volume est fixée par leur direction de propagation, et leur couplage dépend de la direction de la force externe. Dans le schéma de principe de propagation suivant l'épaisseur du silicium, cette polarisation peut être soit purement longitudinale (ondes TE thickness-extension, pour extension compression d'épaisseur) soit purement transverse (TS-thickness shear, cisaillement d'épaisseur) mais il est très difficile de créer dans le gap électrostatique une force ayant une composante significative tangentielle à la surface. Notre analyse théorique, initialement à une seule dimension, se restreint donc aux ondes longitudinales car la force appliquée est normale à la surface. Cependant, l'avantage majeur de tous les modes de vibration d'épaisseur d'une plaque, extension ou cisaillement, réside dans la possibilité de confiner l'énergie vibratoire dans la région centrale du résonateur pour optimiser son coefficient de surtension. En effet, ce type de structures dites « Bulk » donne lieu à un confinement acoustique excellent lorsque les valeurs des déplacements, des déformations et des contraintes à la périphérie du résonateur sont simultanément nulles ou négligeables. Ce fait garantit l'absence d'émission d'énergie acoustique dans la structure de maintien puisque l'énergie de déformation est quasi nulle à l'interface de celle-ci. Ce n'est pas le cas des modes de flexion pour lesquels le déplacement nul imposé par les ancrages correspond à des déformations et contraintes maximales.

Pour les modes d'extension-compression d'épaisseur, le premier mode est le mode  $TE_{10}$  (Thickness Extensional Mode). Le premier indice ( $m = 1$ ) représente le fait qu'il s'installe en  $\lambda_L/2$  sur l'épaisseur de la structure. Il s'agit du mode fondamental que nous cherchons à favoriser car il permet d'obtenir un coefficient de couplage électromécanique effectif maximum. Suivant les dimensions latérales, ce mode s'installe sous l'électrode supérieure par couplage électrique-mécanique. Physiquement, on peut dire que la partie non métallisée du résonateur agit comme une charge sur les bords de l'électrode et perturbe son déplacement suivant  $z$ . Le mode  $TE_{10}$  est donc la somme d'une composante acoustique longitudinale engendrée par la force électrostatique concentrée sous l'électrode et d'une petite composante transversale induite par la conversion de modes sur les bords de l'électrode. En effet, les lois de l'élasticité ne permettent pas d'avoir une seule composante du déplacement mécanique si celle varie dans la direction transversale à la propagation.

L'objectif premier de ces travaux de thèse était d'arriver à faire vibrer le résonateur en mode d'extension/compression d'épaisseur pur. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur l'approximation 1D permettant de réduire les dimensions du problème dans la partie active du résonateur. Ainsi, les grandeurs physiques ne dépendent plus que de  $z$  et les équations du mouvement se simplifient.

La condition du mode d'épaisseur pur n'est satisfaite que si l'on considère que la dimension latérale du résonateur est suffisamment large devant son épaisseur. Ceci permet de justifier l'approximation d'une propagation d'onde plane suivant l'axe  $z$ . Des travaux ont été menés dans ce sens permettant de mettre en évidence le rapport nécessaire entre la dimension latérale et la dimension selon l'épaisseur pour favoriser la résonance du mode d'épaisseur pur dans les résonateurs BAW [Kunkel et al., 1990]. En effet, dès que la dimension latérale devient

comparable à l'épaisseur, les modes latéraux sont susceptibles de se coupler avec le mode d'épaisseur [Lakin K.M. et Lakin K.G., 2003]. Une partie de l'énergie contenue dans le mode d'épaisseur fuit dans le mode latéral dégradant ainsi le couplage électromécanique. Ceci peut provoquer également une diminution dans le facteur de qualité  $Q$  du résonateur. Dans ce cas, la fréquence de résonance est toujours directement liée à l'épaisseur du résonateur. Si le couplage électromécanique se dégrade, la fréquence de résonance présentera un décalage vers les fréquences élevées, la différence de fréquence entre la résonance et l'antirésonance devient alors petite. La deuxième condition fut alors la nécessité de se placer dans le cas d'une orientation cristallographique de l'axe sénnaire du matériau de la structure vibrante normale aux plans des électrodes. Sous ces deux conditions, un signal électrique variable appliqué entre les deux électrodes d'excitation du résonateur suivant l'axe sénnaire permet de ne coupler qu'une onde acoustique plane, longitudinale, se propageant suivant l'axe  $z$  et la fréquence de résonance des ondes latérales est très éloignée de celle du mode fondamental.

### 2.2.3 Actionnement

Nous allons dans un premier temps donner les expressions généralisées de la force électrostatique par unité de surface avant de donner pour les résonateurs de l'étude une expression qui tient compte de la déformation du gap induite par les composantes DC et AC de la tension appliquée au MEMS.

#### 2.2.3.1 Expression de la force électrostatique

##### Expressions généralisées (gap non déformé)

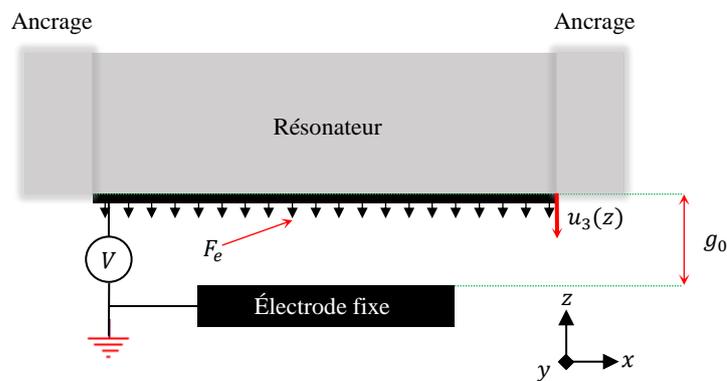


FIG. 2.5 - Excitation capacitive simple face d'une plaque en silicium purement résistif (gap non déformé).

En considérant le cas simple unidimensionnel (Fig.2.5) et du fait que le gap électrostatique doit être très fin par rapport à l'épaisseur du résonateur, on peut considérer un modèle de condensateur plan de capacité  $C$  et négliger les effets de bord. L'application d'une tension continue  $\bar{V}$  aux bornes de ses électrodes se traduit par l'existence d'une force électrostatique attractive fonction de la dérivée de l'énergie potentielle électrostatique emmagasinée dans la capacité variable par rapport à l'épaisseur du gap, ce qui revient à écrire symboliquement

$$F_e = -\overrightarrow{\text{grad}} E_{\text{capa}} \quad (2.10)$$

avec

$$E_{capa} = \frac{q\bar{V}}{2} = \frac{1}{2}C\bar{V}^2$$

où  $q$  représente la charge électrique et  $C$  la valeur de la capacité

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{g_0} \quad (2.11)$$

où  $S$  est la surface des électrodes,  $\varepsilon_0$  est la permittivité du gap  $g_0$  (typiquement de l'air) supposée ici très proche de sa valeur initiale avant l'application de la force, on considère donc le déplacement  $u_3$  de la membrane négligeable devant l'épaisseur du gap. Nous obtenons alors la force électrostatique en fonction de la tension de polarisation et du gap

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2g_0^2}\bar{V}^2 \quad (2.12)$$

Si maintenant on considère que la structure est soumise à une tension harmonique d'excitation  $\tilde{V}$  venant se superposer à la tension de polarisation  $\bar{V}$ , la force électrostatique prend la forme suivante

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2g_0^2}(\bar{V} + \tilde{V})^2 \quad (2.13)$$

$$\text{avec : } \tilde{V} = \tilde{V}_0 \cos \omega t$$

En développant cette expression, valide si les variations relatives du gap consécutivement à l'application de la force restent négligeables, nous obtenons alors

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2g_0^2} \left[ \left( \bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \right) + (2\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t) + \left( \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \cos 2\omega t \right) \right] \quad (2.14)$$

avec

$$F_{e_{DC}} = \frac{\varepsilon_0}{4g_0^2}(2\bar{V}^2 + \tilde{V}_0^2), F_{e_\omega} = \frac{\varepsilon_0}{g_0^2}\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t, F_{e_{2\omega}} = \frac{\varepsilon_0}{4g_0^2}\tilde{V}_0^2 \cos 2\omega t$$

et

$$\cos^2 x = (\cos 2x + 1)/2$$

L'expression de la force peut donc s'écrire comme suit

$$F_e = F_{e_{DC}} + F_{e_\omega} + F_{e_{2\omega}} \quad (2.15)$$

La composante  $F_{e_{DC}}$  constitue la composante statique de la force exercée sur le résonateur. Toutefois, il apparaît une seconde harmonique  $F_{e_{2\omega}}$  liée à la non-linéarité en  $V^2$  de la force. Ainsi, les vibrations engendrées à la pulsation  $2\omega$  donneront lieu à un signal électrique en sortie du détecteur qui devra être différencié du signal à la pulsation  $\omega$  issu du couplage électromécanique direct avec la tension d'excitation  $v_{alt}$ . Si  $\omega$  correspond à la pulsation de résonance, seule la composante à cette pulsation sera exaltée par le coefficient de qualité  $Q$  du résonateur. La linéarisation de la force totale en choisissant  $\tilde{V}_0 \ll \bar{V}$  permet de ne conserver que la composante en  $\omega$ .

### Expression de la force électrostatique par unité de surface appliquée au résonateur de l'étude (gap déformé)

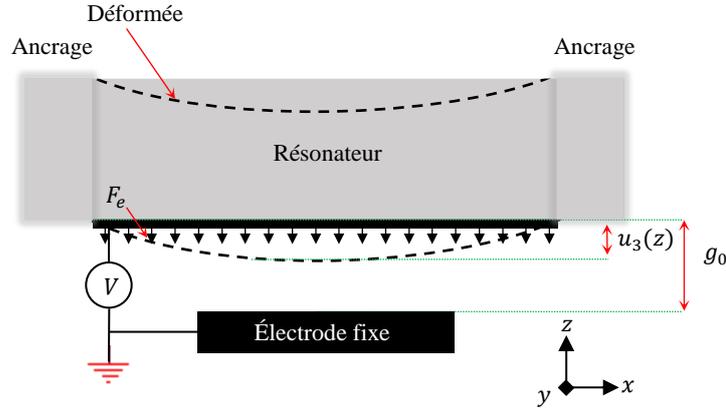


FIG. 2.6 - Excitation capacitive simple face d'une plaque en silicium purement résistif (gap déformé).

Dans le but de simplifier l'expression de la force électrostatique, nous avons considéré que les déplacements induits par cette dernière étaient négligeables. Cependant, en tenant compte de leur existence, une dépendance non-linéaire de la force totale par rapport au déplacement  $u_3$  de la surface libre du MEMS apparaît. Nous en tenons compte en remplaçant le gap initial par le gap effectif dans les formules :

$$g_1 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) = g_0 + u_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \quad (2.16)$$

Dans ces conditions la valeur locale de la force électrostatique appliquée sur la membrane vibrante par unité de surface est donnée par la formule suivante :

$$F_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) = -\frac{\varepsilon_0}{2 \left[ g_0 + u_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^2} (\bar{V} + \tilde{V})^2 \quad (2.17)$$

où

$$\tilde{V} = \tilde{V}_0 \cos \omega t$$

En n'importe quel point de la structure vibrante,  $u_3$  est la somme de la composante statique et de la composante dynamique du déplacement total hors-plan,  $\bar{u}_3$  et  $\tilde{u}_3$ , respectivement. Ainsi, nous posons

$$u_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) = \bar{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) + \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) \quad (2.18)$$

Nous en déduisons

$$F_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) = -\frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} + 2\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \cos 2\omega t}{\left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) + \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) \right]^2} \quad (2.19)$$

Il est à noter que dans les expressions ci-dessus, la coordonnée de la face du résonateur sur laquelle nous exerçons la force électrostatique est fixée à  $-h/2$ . Nous aurons  $-g_0 - h/2$  pour l'autre côté du gap et  $h/2$  pour la face supérieure de l'élément vibrant.

La composante continue de la force surfacique agissant sur la surface inférieure du résonateur est alors la suivante

$$\bar{F}_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) = - \frac{\varepsilon_0}{4 \left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^2} V'^2 \quad (2.20)$$

où

$$V'^2 = 2\bar{V}^2 + \tilde{V}_0^2 \quad (2.21)$$

Nous savons que COMSOL est capable de déterminer la distribution du déplacement en surface  $u_3(x_1, x_2, -h/2)$  à partir de  $V'$ , donc à partir de  $\bar{V}$  et de  $\tilde{V}$ . Nous allons partir du principe que grâce à COMSOL, la distribution de déplacement statique  $\bar{u}_3(x_1, x_2, -h/2)$  est une fonction parfaitement connue de  $\bar{V}$  et  $\tilde{V}$ .

Indépendamment du mode de vibration du MEMS, flexion, extension-compression d'épaisseur, la force surfacique dynamique s'obtient en linéarisant l'expression de la force totale au voisinage de sa composante continue<sup>1</sup> lorsque  $\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0$ . Tant que le seuil d'instabilité n'est pas franchi, cette condition implique que  $\tilde{u}_3/\bar{u}_3 \rightarrow 0$ . La force dynamique linéarisée est donc définie par :

$$\tilde{F}_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t, \omega \right) = \lim_{\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0} \left( F_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) - \bar{F}_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right) \quad (2.22)$$

La composante dynamique est donc définie comme la différence entre la force totale et la force statique pouvant être directement calculée par COMSOL. Dans la limite asymptotique évoquée ci-dessus, nous trouvons la composante de la force à la fréquence  $(\omega/2\pi)$  :

$$\tilde{F}_e(x_1, x_2, t, \omega) \approx \varepsilon_0 \left[ \frac{V'^2 \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right)}{2 \left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^3} - \frac{\bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^2} \right] \quad (2.23)$$

où, en vertu du principe de causalité,  $u_3 \rightarrow 0$  lorsque  $\tilde{V} \rightarrow 0$ . Ce premier résultat est obtenu par développement limité et n'est donc valable que si  $|u_3| \ll g$  (ANNEXE A-1).

Cette équation exprime la forme dynamique en fonction de  $\tilde{V}_0 \cos \omega t$  et du déplacement dynamique  $\tilde{u}_3(x_1, x_2, -h/2, t)$  à la surface d'un condensateur restant quasi-plan au cours de sa déformation. Générale dans le sens où elle ne dépend pas de la forme particulière de  $\bar{u}_3(x_1, x_2, -h/2)$ , cette équation est importante, car elle constitue la base de la modélisation du régime harmonique en petit signal des MEMS excités par force électrostatique. Le déplacement harmonique infinitésimal  $\tilde{u}_3$  est lui-même implicitement dépendant de la tension dynamique  $\tilde{V}_0$  appliquée, seule cause de la vibration, mais le lien entre ces deux quantités ne peut être déterminé qu'après substitution de l'expression de  $\tilde{F}_e$  dans le système d'équation locales de l'élasticité dynamique, avec les conditions aux limites associées.

<sup>1</sup>Nous nous pouvons pas exactement parler du point de polarisation statique de la structure à cause de la contribution du terme en  $\tilde{V}_0$  à la composante continue de la force.

### 2.2.3.2 Modes « TE » excités simple face

À partir des expressions de la force d'excitation statique (Eq 2.20) et dynamique (Eq 2.23), nous pouvons déduire les déplacements statique  $\bar{u}_3$  correspondant au déplacement transverse de la surface supérieure de la plaque vibrante et dynamique  $\tilde{u}_3$  qui constitue la réponse dynamique de la plaque servant en principe à déterminer les paramètres motionnels électriques du résonateur. Nous proposons dans cette section une modélisation de la plaque vibrant en mode d'extension-compression d'épaisseur actionné par excitation simple face.

#### Expression du déplacement dynamique $\tilde{u}_3$

La plaque est soumise aux conditions aux limites mécaniques suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_3(+h/2) &= 0 \\ -\tilde{T}_3(-h/2) &= \tilde{F}_e(t) \end{aligned} \quad (2.24)$$

où  $T_3$  est la contrainte d'extension-compression d'épaisseur totale (statique + dynamique). Ceci découle de la définition des contraintes à partir de la force surfacique donnée par la formule de Cauchy :  $\vec{n} \cdot \vec{T} = \vec{f}$ .

À partir des résultats précédemment établis, nous obtenons les conditions aux limites imposées à la vibration sous la forme détaillée suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{T}_3(+h/2) = 0 \Rightarrow c_{33}\tilde{u}_{3,3}(+h/2) \approx 0 \\ \tilde{T}_3(-h/2) = -\tilde{F}_e(t) \Rightarrow c_{33}\tilde{u}_{3,3}(-h/2) = \varepsilon_0 \left[ \frac{\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[g_0 + \bar{u}_3\left(-\frac{h}{2}\right)\right]^2} - \frac{V'^2 \tilde{u}_3\left(-\frac{h}{2}, t\right)}{2\left[g_0 + \bar{u}_3\left(-\frac{h}{2}\right)\right]^3} \right] \end{array} \right. \quad (2.25)$$

où  $c_{33}$  est la constante élastique appropriée au problème.

L'équation différentielle du mouvement pour les ondes élastiques dans l'épaisseur de la plaque est une équation aux dérivées partielles du second ordre, homogène et à coefficients constants et s'exprime par ailleurs :

$$c_{33}\tilde{u}_{3,33} + \rho\omega^2\tilde{u}_3 = 0, \quad \forall x_3 \in \left[-\frac{h}{2}, +\frac{h}{2}\right] \quad (2.26)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du substrat résonant. Nous adoptons la démarche érigée par Tiersten en approche standard pour la modélisation des résonateurs piézoélectriques en modes essentiellement d'épaisseur [Tiersten, 1969]. Elle permettra d'obtenir la solution de notre problème par la méthode de décomposition modale après avoir transféré à l'équation différentielle la non-homogénéité des conditions aux limites, grâce au changement de variable suivant :

$$\tilde{u}_3(x_3) = \hat{u}_3(x_3) + Qx_3^2 + Px_3 \quad (2.27)$$

où  $Q$  et  $P$  sont deux facteurs harmoniques d'amplitude à déterminer.

En substituant ce changement de variable (Eq 2.27) dans les conditions aux limites (Eq 2.25), nous obtenons le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} c_{33} \left[ \hat{u}_{3,3} \left( +\frac{h}{2} \right) + Qh + \mathcal{P} \right] = 0 \\ c_{33} \left[ \hat{u}_{3,3} \left( -\frac{h}{2} \right) - Qh + \mathcal{P} \right] = \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( -\frac{h}{2} \right) \right]^2} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 \left[ \hat{u}_3 \left( -\frac{h}{2} \right) + Q \frac{h^2}{4} - \mathcal{P} \frac{h}{2} \right]}{2 \left[ g_0 + \bar{u}_3 \left( -\frac{h}{2} \right) \right]^3} \end{array} \right. \quad (2.28)$$

Pour alléger les notations, nous pouvons poser  $g'(x_1, x_2, 0) = g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, 0)$ , quantité dont les valeurs locales sont connues à l'issue de la modélisation statique. Dans le même souci d'allègement, posons  $h' = h/2$ . Nous pouvons ainsi regrouper les facteurs  $Q$  et  $\mathcal{P}$ , nous obtenons :

$$\begin{aligned} \hat{u}_{3,3}(h') + Qh + \mathcal{P} &= 0 \\ c_{33} \hat{u}_{3,3}(-h') + \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \hat{u}_3(-h') + \left( -c_{33}h + \frac{\varepsilon_0 V'^2 (h')^2}{2g'^3} \right) Q + \left( c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 (h')}{2g'^3} \right) \mathcal{P} &= \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Pour transférer les conditions aux limites inhomogènes (Eq 2.25) en conditions aux limites homogènes (Eq 2.28), il faut et suffit que  $\mathcal{P}$  et  $Q$  satisfassent le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} Qh + \mathcal{P} &= 0 \\ \left( c_{33}h - \frac{\varepsilon_0 V'^2 (h')^2}{2g'^3} \right) Q + \left( c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 (h')}{2g'^3} \right) \mathcal{P} &= \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2} \end{aligned} \quad (2.30)$$

La solution est immédiate :

$$\mathcal{P} = -Qh, \quad \text{et} \quad Q = \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33}h - \frac{3\varepsilon_0 V'^2 h^2}{8g'^3} \right)} \quad (2.31)$$

Nous aurons alors

$$\tilde{u}_3(x_3) = \hat{u}_3(x_3) + Qx_3^2 - Qhx_3 \quad (2.32)$$

Le déplacement  $\hat{u}_3$  modifié par le changement de variable vérifie les conditions aux limites homogènes et l'équation aux dérivées partielles suivantes :

$$\begin{aligned} c_{33} \hat{u}_{3,3}(-h') + \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \hat{u}_3(-h') &= 0 & (a) \\ \hat{u}_{3,3}(h') &= 0 & (b) \\ c_{33} \left( \frac{\partial \hat{u}_{3,3}}{\partial x^2} + 2Q \right) + \rho \omega^2 (\hat{u}_3 + Qx_3^2 - Qhx_3) &= 0 & (c) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Les conditions aux limites (Eq 2.33-a & b) imposées au déplacement  $\hat{u}_3$  deviennent effectivement homogènes. Tandis que l'équation aux dérivées partielles que doit satisfaire  $\hat{u}_3$  donnée par l'équation (2.33-c) devient inhomogène.

Les solutions de l'équation différentielle sans second membre sont du type

$$\hat{u}_3^n = A_n \sin \eta_n x_3 + B_n \cos \eta_n x_3 \quad (\text{a})$$

$$\text{avec : } \eta_n = \omega_n \sqrt{\frac{\rho}{c_{33}}} \quad (\text{b}) \quad (2.34)$$

Les fréquences propres correspondent aux valeurs de  $\omega$  qui annulent le déterminant des coefficients  $A_m$  et  $B_m$  dans les conditions aux limites données par (Eq 2.33-a & b) :

$$A_n \left( c_{33} \eta_n \cos \eta_n h' - \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \sin \eta_n h' \right) - B_n \left( c_{33} \eta_n \sin \eta_n h' + \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \cos \eta_n h' \right) = 0 \quad (2.35)$$

$$\eta_n (A_n \cos \eta_n h' + B_n \sin \eta_n h') = 0$$

Le déterminant s'annule quand :

$$\begin{aligned} d' = & \left( c_{33} \eta_n \cos \eta_n h' - \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \sin \eta_n h' \right) \sin \eta_n h' \\ & + \left( c_{33} \eta_n \sin \eta_n h' + \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \cos \eta_n h' \right) \cos \eta_n h' \end{aligned} \quad (2.36)$$

Nous trouvons :

$$d' = 0 \Leftrightarrow 2c_{33} \eta_n \cos \eta_n h' \sin \eta_n h' = \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} (\sin^2 \eta_n h' - \cos^2 \eta_n h') \quad (2.37)$$

c-à-d. :

$$c_{33} \eta_n \sin \eta_n h = - \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2g'^3} \cos \eta_n h \quad (2.38)$$

Les fréquences propres s'obtiennent pour :

$$\eta_n h \tan \eta_n h = - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{c_{33} g'^3} \quad (2.39)$$

Notons que pour une plaque libre vibrant en mode d'épaisseur pure, le second membre est nul. Les modes propres sont alors déterminés par la condition  $\sin \eta_n h = 0$ , soit  $\eta_n h = n\pi$ , où  $n$  est un entier quelconque.

$$h = n \frac{\lambda}{2} = \frac{n\pi}{\eta_n} \quad (2.40)$$

nous aurons donc :

$$\eta_n h = n\pi, \quad \text{avec } n \text{ entier} \quad (2.41)$$

sachant que l'introduction du couplage électromécanique est susceptible de modifier légèrement cette condition. Nous devons donc en tenir compte dans la recherche de la solution en considérant un correctif  $\varepsilon_n$  dans la condition de vibration de la plaque en mode d'épaisseur pure :

$$\eta_n h \approx n\pi + \varepsilon_n \quad (2.42)$$

avec  $\varepsilon$  petit, à déterminer.

Nous obtenons :

$$\Rightarrow \tan n\pi + \tan' n\pi \times \varepsilon_n = 0 + \frac{\varepsilon}{\cos^2 n\pi} = \varepsilon_n \quad (2.43)$$

d'où nous tirons :

$$\varepsilon_n \approx -\frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{n\pi c_{33} g'^3} \quad (2.44)$$

et

$$\omega_n^{SFE} = \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho} \left( \frac{n\pi}{h} - \frac{\varepsilon_0 V'^2}{n\pi c_{33} g'^3} \right)} \Leftrightarrow f_n^{SFE} = \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho} \left( \frac{n}{2h} - \frac{\varepsilon_0 V'^2}{2n\pi^2 c_{33} g'^3} \right)} \quad (2.45)$$

Et pour finir :

$$f_n^{SFE} = \frac{n}{2h} \left( 1 - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{n^2 \pi^2 c_{33} g'^3} \right) \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho}} \quad (2.46)$$

La fréquence de résonance varie en fonction de  $V'$  et  $g'$ , mais dans des proportions somme toute faibles dans la mesure où la quantité  $\varepsilon_0 V'^2 h / n^2 \pi^2 c_{33} g'^3$  joue ici le rôle de la quantité  $4k^2 / n^2 \pi^2$  en piézoélectricité, où  $k$  désigne le coefficient de couplage électromécanique.

Par analogie, nous trouvons la constante de couplage des modes d'extension compression d'épaisseur d'une plaque en silicium excitée par voie électrostatique sur une seule de ses faces :

$$k^2 = \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{4c_{33} g'^3} \quad (2.47)$$

Les expressions ci-dessus ne dépendent pas de la parité de  $n$ . En revanche, les rapports d'amplitude  $A_n/B_n$  des modes propres dépendent de cette parité. Pour les modes impairs ( $n = 2k + 1$ ), on obtient<sup>2</sup> :

$$\frac{A_n}{B_n} = \tan \eta_n h' = \frac{\sin \left( k\pi + \frac{\pi}{2} + \frac{\varepsilon}{2} \right)}{\cos \left( k\pi + \frac{\pi}{2} + \frac{\varepsilon}{2} \right)} = \frac{(-1)^k}{(-1)^{k+1} \frac{\varepsilon_n}{2}} = \frac{-2}{\varepsilon_n} \Rightarrow B_n = \frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{n\pi c_{33} g'^3} A_n \quad (2.48)$$

L'application numérique montre qu'en pratique,  $A_n \gg B_n$  dans ce cas. Les rapports d'amplitude des modes pairs ( $n = 2k$ ) sont donnés par :

$$\frac{A_n}{B_n} = \tan \eta_n h' = \frac{\sin \left( k\pi + \frac{\varepsilon}{2} \right)}{\cos \left( k\pi + \frac{\varepsilon}{2} \right)} = \frac{(-1)^k \frac{\varepsilon}{2}}{(-1)^k} \Rightarrow A_n = -\frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{n\pi c_{33} g'^3} B_n \quad (2.49)$$

À noter que, comme  $g'$  est une fonction de  $x$ , nous pouvons en première approximation prendre la valeur de  $g'$  au centre de la plaque. En effet notre modèle vibratoire étant

<sup>2</sup>Le calcul approché de  $\tan \eta_n h'$  est donné dans l'annexe (ANNEXE A-2).

unidimensionnel, c'est la valeur la plus pertinente compte tenu du fait que les vibrations excitées auront en pratique leur maximum d'amplitude au centre de la plaque.

L'équation différentielle avec second membre est :

$$c_{33} \frac{\partial \hat{u}_{3,3}}{\partial x^2} + \rho \omega^2 \hat{u}_3 = (-2c_{33} - \rho \omega^2 x_3^2 + \rho \omega^2 h x_3) Q \quad (2.50)$$

avec

$$Q = \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33} h - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h^2}{g'^3} \right)} \quad (2.51)$$

Nous cherchons  $\hat{u}_3$  sous forme d'une série de modes propres :

$$\hat{u}_3 = \sum_n H_n \hat{u}_3^n \Rightarrow c_{33} \frac{\partial \hat{u}_{3,33}}{\partial x^2} + \rho \omega^2 \hat{u}_3 = \sum_n \rho (\omega^2 - \omega_n^2) H_n \hat{u}_3^n(x_3) \quad (2.52)$$

En multipliant les deux membres de l'équation différentielle par une fonction propre  $\hat{u}_m$ , et en intégrant sur l'épaisseur nous obtenons :

$$\sum_n \rho (\omega^2 - \omega_n^2) H_n \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \hat{u}_3^n(x_3) \hat{u}_3^m(x_3) dx_3 = Q \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} (-2c_{33} - \rho \omega^2 x_3^2 + \rho \omega^2 h x_3) \hat{u}_3^m(x_3) dx_3 \quad (2.53)$$

L'orthogonalité des fonctions propres implique que seule l'intégrale avec  $m = n$  est différente de zéro, et nous obtenons enfin :

$$H_n = \frac{Q \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} (-2c_{33} - \rho \omega^2 x_3^2 + \rho \omega^2 h x_3) \hat{u}_3^n(x_3) dx_3}{\rho (\omega^2 - \omega_n^2) \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3} \quad (2.54)$$

En pratique, le couplage doit être assez faible pour que, dans le cas des modes impairs, nous ne gardions en première approximation que

$$\hat{u}_3^n = A_n \sin \eta_n x_3 + B_n \cos \eta_n x_3 \approx A_n \sin \frac{n\pi x_3}{h} \quad (2.55)$$

dans les intégrations.

En ce cas, le terme principal est  $\rho \omega^2 h x_3 \hat{u}_3^n$  dans l'intégrale du numérateur, et :

$$H_n \approx \frac{Q \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \rho \omega^2 h x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3}{\rho (\omega^2 - \omega_n^2) \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3} \approx \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} \right)} \frac{\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3}{\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_n^2} \quad (2.56)$$

Les intégrales nécessaires sont calculées en (ANNEXE A-3) :

$$\int_{-h'}^{+h'} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3 \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{2h^2}{n^2 \pi^2} A_n \quad (2.57)$$

$$\int_{+h'}^{+h'} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3 \approx \frac{h}{2} A_n^2$$

Ensuite, par substitution de la valeur  $\eta_n$  obtenue à partir de (Eq 2.34-b) dans les intégrales impliquant  $\hat{u}_3^n$  dans l'expression ci-dessus, nous obtenons finalement l'expression suivante, dans le cas de l'excitation électrostatique simple face des modes impairs :

$$H_n^{SFE} \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{4h}{A_n n^2 \pi^2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} \right)} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_n^2} \quad (2.58)$$

Nous pouvons à présent exprimer le déplacement dynamique d'un point  $x_3$  selon :

$$\tilde{u}_3(x_3) = \hat{u}_3(x_3) + Qx_3^2 - Qhx_3 \quad (2.59)$$

Pour  $x_3 = \pm \frac{h}{2}$ , en remarquant qu'au voisinage de la résonance à  $\omega_n$  le terme portant l'indice  $n$  est largement dominant dans la série des  $\hat{u}_n$ , nous trouvons les expressions suivantes du déplacement dynamique des modes impairs sur les deux faces de la plaque.

$$\tilde{u}_3\left(+\frac{h}{2}\right) \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{4h}{n^2 \pi^2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} \right)} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_n^2} \sin \eta_n \frac{h}{2} - \frac{\varepsilon_0 h \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{4g'^2 \left( \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} - 2c_{33} \right)} \quad (2.60)$$

$$\tilde{u}_3\left(-\frac{h}{2}\right) \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{4h}{n^2 \pi^2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2 \left( 2c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} \right)} \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2} \sin \eta_n \frac{h}{2} + \frac{3\varepsilon_0 h \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{4g'^2 \left( \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{g'^3} - 2c_{33} \right)}$$

La vibration n'est pas parfaitement antisymétrique, le léger décalage étant proportionnel au terme de forçage appliqué sur la face inférieure. Il serait intéressant d'étudier par la suite l'influence du couplage sur le coefficient de qualité puisque l'énergie consommée pour maintenir l'équilibre inertiel du résonateur doit être prélevée sur la source d'alimentation électrique et contribue donc au bilan des pertes induites par le fonctionnement de la structure. Compte tenu des nombreuses contraintes imposées par ailleurs à nos travaux, il ne nous a malheureusement pas été possible d'approfondir cette question, importante pour déterminer les limites de la configuration mono-gap.

Compte tenu de la décroissance du couplage électromécanique en fonction du rang de partiel  $n$ , un fonctionnement en mode fondamental est à privilégier, d'autant plus que nous verrons dans la suite qu'il faut aller jusqu'au rang de partiel  $n = 3$  pour obtenir un piégeage d'énergie par structure mesa directe, plus favorable à une conception avec électrodes structurées sur substrat isolant que la configuration mesa inverse imposée par les caractéristiques de dispersion des ondes élastiques guidées dans le silicium (*cf.* chapitre 3).

### Modes « TE » excités double face

Une procédure similaire peut être appliquée pour déterminer l'expression du déplacement dynamique dans le cas de l'excitation double face symétrique  $T_3(\pm h') = \pm \tilde{F}_e$ , où deux gaps électrostatiques identiques et deux électrodes d'actionnement externes sont symétriquement situés sur les deux côtés de la plaque. Une telle configuration représente toujours un résonateur à un port d'un point de vue électrique puisque le résonateur même est considéré comme un dipôle électrique (Fig.2.7). Ceci conduit à un changement de variable légèrement différent

$$\tilde{u}_3(x_3) = \hat{u}_3(x_3) + \mathbb{P}x_3 \quad (2.61)$$

Ainsi, le coefficient  $H_n^{DFE}$  des séries est donné par la formule

$$H_n^{DFE} \approx \mathbb{P} \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2} \frac{\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3}{\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3}, \text{ avec } \mathbb{P} = \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g''^2 \left( c_{33} - \frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{g''^3} \right)} \quad (2.62)$$

$$H_n^{DFE} \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \frac{4h}{A_n n^2 \pi^2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g''^2 \left( \frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{g''^3} - c_{33} \right)} \frac{\omega^2}{\omega_n^2 - \omega^2}$$

où  $g''$  est le gap déformé dans le cas d'une structure à double gap. Ceci conduit à des expressions parfaitement symétriques du déplacement par rapport au plan médian de la plaque. Les modes pairs ne pourraient être excités dans cette configuration qu'en déphasant la force excitatrice de  $\pi$  dans un des gaps.

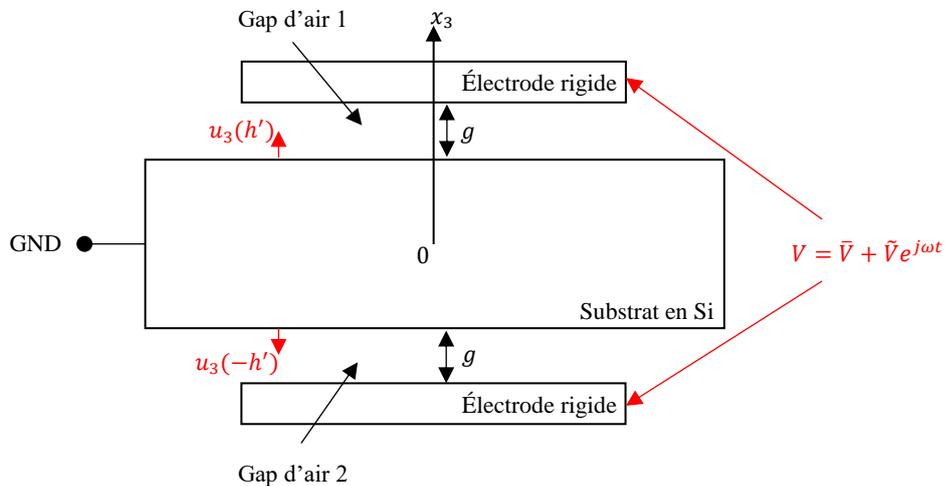


FIG. 2.7 - Transduction électrostatique des ondes d'extension compression d'épaisseur d'un résonateur BAW. Excitation DFE.

Tout dimensionnement réalisable dans la pratique va obéir à la condition  $\varepsilon_0 V'^2 h' / g'^3 \ll c_{33}$ , de telle sorte que  $H_n^{DFE} \rightarrow 2H_n^{SFE}$ . Par conséquent, la fréquence de résonance avec une excitation double face est donnée par la formule approximative suivante :

$$\omega_n^{DFE} \approx \frac{n\pi}{h} \left( 1 - \frac{2\varepsilon_0 V'^2 h}{n^2 \pi^2 c_{33} g'^3} \right) \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho}} \quad (2.63)$$

## Expression du déplacement statique $\bar{u}_3$

Le problème du déplacement statique d'une plaque carrée quadri-encastree n'étant pas à variables séparables, il est difficile d'en trouver une solution générale [Meleshko, 2003] et la modélisation analytique du déplacement statique du micro-résonateur capacitif dans son ensemble reste non triviale. On peut trouver dans la littérature la méthode de calcul du déplacement d'une plaque rectangulaire soumise à une pression uniforme [Bashkar et Kaushik, 2003]. Dans notre cas, la force surfacique n'est pas uniforme puisque le champ électrique dépend de la valeur courant du gap.

Le déplacement statique d'une plaque circulaire avait pu être modélisé pour une plaque circulaire [Ivan, 2012] grâce à l'exploitation du caractère axisymétrique du problème. Dans ces conditions, nous proposons une étude approfondie de déplacement statique dans le chapitre 4 en réalisant une modélisation 3D purement numérique de la déformation statique de la plaque vibrante sous l'effet de la polarisation.

## Inconvénient de l'excitation simple face

Dans ce type d'excitation, la distribution de la force n'est pas la même que si l'on était dans le cas d'une excitation symétrique double face, et donc l'amplitude du mode est légèrement décalée par rapport au plan médian situé à  $h/2$ . En effet, le changement de variable est parabolique, donc décalé par rapport au centre ce qui est une conséquence des conditions limites où la contrainte est nulle sur la face inférieure ( $-h$ ) mais n'est pas nulle sur la face supérieure ( $+h$ ). Ce changement de variable parabolique introduit une dissymétrie du fait que la sinusoïde n'atteint pas son maximum sur la face subissant la force électrostatique. Cette dissymétrie crée un défaut d'équilibrage a priori proportionnel à la force électrostatique et dont il resterait à étudier les répercussions possibles sur le coefficient de qualité du résonateur : si la vibration n'est pas équilibrée, le centre de gravité de la structure complète tend à rester immobile dans un repère galiléen. L'énergie nécessaire à ce déplacement d'ensemble provient de la source électrique et ne contribue pas à la résonance. Elle doit donc avoir un impact négatif sur le coefficient de qualité des résonateurs. Toutefois, il s'est avéré difficile de trouver une bibliographie assez appropriée sur ce sujet pour nous permettre de jeter les bases d'un modèle raisonnablement fiable.

Dans le cas d'une excitation double face avec la même polarisation des deux gaps, le déplacement statique est nul et il n'y a en théorie pas de variation du gap, celui-ci reste donc uniforme. Par définition, il n'est pas possible de rendre compte par un modèle 1D de ces aspects liés à la non-uniformité de la déformée statique, sur lesquels nous reviendrons donc dans la suite du mémoire.

## 2.2.4 Détection

### 2.2.4.1 Expression du courant

La détection de la vibration est elle-aussi capacitive. Elle traduit le déplacement mécanique de la structure en courant électrique dit « motionnel » de l'anglais « motion ». Ce courant est issu de la variation de la capacité constituée par le gap électrostatique compris entre une paire de surfaces conductrices une électrode fixe extérieure et soit une électrode finie à la surface du MEMS si celui-ci est isolant soit l'ensemble de sa surface si le matériau vibrant est conducteur. Ce courant motionnel est proportionnel à l'amplitude de vibration du résonateur.

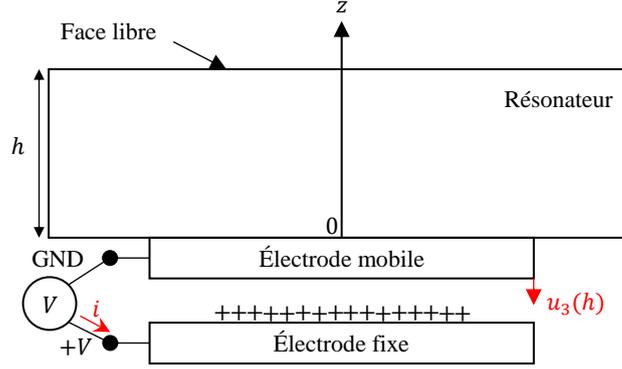


FIG. 2.8 - Schéma de principe de la transduction électrostatique dans le cas idéal d'un condensateur plan présentant une électrode mobile et une électrode fixe. Configuration du C-BAR.

Nous proposons maintenant de déduire la réponse électrique du résonateur et ce en calculant le courant motionnel dans le cadre d'une plaque-1D en silicium. Ainsi, comme le courant motionnel est issu de la variation de la capacité d'air, nous pouvons alors le calculer à l'aide du théorème de Gauss. Trouvons d'abord la quantité de charges  $q$  emmagasinées dans l'électrode fixe connectée à la borne positive du générateur de tension tel que schématisé sur la figure 1.8, en se rappelant que

$$q = CV \quad (2.64)$$

où  $C$  est la capacité d'air entre l'électrode fixe et l'élément vibrant, et  $V$  est la différence de potentiel entre l'électrode de détection et l'élément vibrant.

Avec les conventions de la figure (1.8), ( $V > 0$ )  $\Rightarrow$  ( $E_3 > 0$ ), la charge totale au niveau de l'électrode fixe peut s'écrire comme suit :

$$q = \varepsilon_0 \int_S n_3 E_3 dS = \varepsilon_0 \int_S E_3 dS \quad (2.65)$$

où  $E_3$  est le champ électrique dans l'entrefer. En dérivant l'équation (2.65) par rapport au temps, nous obtenons le courant équivalent aux variations temporelles de cette charge :

$$i_{capa} = \dot{q} = \varepsilon_0 \int_S \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{V(t)}{g_1(x_1, x_2) + \tilde{u}_3(x_1, x_2, 0, t)} \right) dS \quad (2.66)$$

L'actionnement électrostatique requiert des champs électriques importants. Pour que la différence de potentiel appliquée reste raisonnable, il faut un gap très petit. Donc, on peut considérer que le champ électrique dans l'entrefer est pratiquement vertical et uniforme. Notons que la valeur du gap déformé,  $g_1$ , est prise au centre de la plaque.

En produisant un développement de Taylor, nous obtenons l'expression du courant suivante :

$$i_{capa} \approx \varepsilon_0 \left\{ \int_S \frac{\partial V(t)/\partial t}{g_1(x_1, x_2)} \left[ 1 - \frac{\tilde{u}_3(t)}{g_1(x_1, x_2)} + \dots \right] dS - \int_S \frac{V(t) \partial \tilde{u}_3(t)/\partial t}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS \right\} \quad (2.67)$$

où dans le cas de l'actionnement dynamique,  $V$  peut s'écrire :

$$V(t) = \bar{V} + \tilde{V}_0 \cos \omega t \quad (2.68)$$

Remplaçons  $\partial V(t)/\partial t$  par son expression :

$$i_{capa} \approx \varepsilon_0 \left\{ \int_S \frac{-\tilde{V}_0 \sin \omega t}{g_1(x_1, x_2)} \left[ 1 - \frac{\tilde{u}_3(t)}{g_1(x_1, x_2)} + \dots \right] dS - \int_S \frac{(\bar{V} + \tilde{V}_0 \cos \omega t) \partial \tilde{u}_3(t)/\partial t}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS \right\} \quad (2.69)$$

Réarrangeons un peu après substitution de  $\tilde{u}_3 = A \cos \omega t + B \sin \omega t$  où  $A$  et  $B$  sont proportionnels à  $\tilde{V}$  du fait de la linéarisation du fonctionnement dynamique de la structure :

$$i_{capa} \approx \varepsilon_0 \omega \int_S \frac{-\tilde{V}_0 \sin \omega t}{g_1(x_1, x_2)} + \frac{\tilde{V}_0 (A \cos \omega t + B \sin \omega t) \sin \omega t + (\bar{V} + \tilde{V}_0 \cos \omega t) (A \sin \omega t - B \cos \omega t)}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS \quad (2.70)$$

Notons que nous ne garderons que les termes à la pulsation  $\omega$ , ce qui revient à éliminer les produits  $\sin \omega t \cos \omega t$  et  $\cos^2 \omega t$ , dont les amplitudes sont par ailleurs proportionnelles à  $(\tilde{V})^2$ , sachant que le modèle asymptotique est établi pour  $\tilde{V}/\bar{V} \rightarrow 0$ . Il ne reste donc que les deux termes ci-dessous :

$$i_{capa} \approx \varepsilon_0 \omega \int_S \frac{-\tilde{V}_0 \sin \omega t}{g_1(x_1, x_2)} + \frac{\bar{V} (A \sin \omega t - B \cos \omega t)}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS \quad (2.71)$$

soit, avec la notation classique du point pour la dérivation partielle par rapport au temps :

$$i_{capa} \approx \varepsilon_0 \int_S \left[ \frac{\dot{\tilde{V}}(t)}{g_1(x_1, x_2)} - \frac{\bar{V} \dot{\tilde{u}}_3(t)}{[g_1(x_1, x_2)]^2} \right] dS \quad (2.72)$$

À ce point, le modèle est linéarisé et nous pouvons donc désormais utiliser la notation complexe sans risque, soit :

$$i_{total} = j\omega \varepsilon_0 e^{j\omega t} \int_S \left[ \frac{\tilde{V}}{g_1(x_1, x_2)} - \frac{\bar{V} \tilde{u}_3}{[g_1(x_1, x_2)]^2} \right] dS \quad (2.73)$$

où  $\tilde{u}_3$  désigne à partir de maintenant l'amplitude complexe du déplacement dynamique à la surface du résonateur. Ceci est valable si l'électrode mobile est infiniment rigide. Si elle est susceptible de se déformer, il faut remplacer l'expression ci-dessus par

$$i_{total} = j\omega \varepsilon_0 e^{j\omega t} \int_S \left[ \underbrace{\frac{\tilde{V}}{g_1(x_1, x_2)}}_{\text{Courant statique}} - \underbrace{\frac{\bar{V} \delta \tilde{u}_3}{[g_1(x_1, x_2)]^2}}_{\text{Courant motionnel}} \right] dS \quad (2.74)$$

où  $\delta \tilde{u}_3$  désigne la valeur locale du déplacement différentiel entre les deux bornes du gap,

soit :

$$\delta \tilde{u}_3 = \tilde{u}_3(x_1, x_2, 0) - \tilde{u}_3(x_1, x_2, -g_0) \quad (2.75)$$

## Discussion

Le courant motionnel dépend d'un grand nombre de paramètres, comme le montre l'équation (2.73). Nous cherchons en général à maximiser ce courant afin d'avoir une détection performante. Pour cela, la largeur du gap électrostatique, à la puissance deux dans l'équation (2.73) est prépondérante pour la qualité de transduction. Cependant, l'optimisation de la transduction capacitive revient à poser un défi technologique. Il faut donc être capable d'atteindre des gaps très fins pour avoir un maximum d'efficacité énergétique de transduction tant à l'actionnement qu'à la détection. L'ordre de grandeur est la centaine de nanomètres. Il faut alors attacher une grande importance à la technologie de réalisation du résonateur afin que celle-ci soit compatible avec des entrefers de cet ordre, permettant de se mettre dans les meilleures conditions de détection.

Après avoir travaillé sur la réduction de l'entrefer, rentre en compte la surface en regard entre résonateur et l'électrode détection,  $S$ . Il faut alors maximiser la surface chargée (d'électrode). Cela peut se faire via l'utilisation de peignes inter-digités, comme c'est le cas dans certaines publications, comme par exemple dans [Tang et al., 1989].

Le courant motionnel dépend aussi de la différence de potentiel entre électrode fixe et résonateur,  $\bar{V}$ . Cette tension doit être compatible avec les circuits intégrés, typiquement de l'ordre de 5 V à 10 V, ce qui limite le recours à ce facteur pour augmenter le courant de détection. De plus, étant donné le caractère électrostatique de notre dispositif, l'augmentation de la tension de polarisation peut conduire à l'échec du résonateur. Ce point sera traité plus en profondeur dans la section (2.2).

Un dernier paramètre rentre en compte dans l'expression du courant motionnel capacitif : c'est la fréquence de résonance. Cette dernière est elle-même liée à la raideur de la structure mécanique : plus le résonateur présente une fréquence de fonctionnement élevée, plus il est rigide et petit. Par conséquent, l'augmentation de la fréquence se traduit par des déplacements de plus en plus faibles lors de la vibration. Si nous montons en fréquence (ou diminuons la taille des dispositifs), le bon fonctionnement des résonateurs est limité par les possibilités de la détection capacitive, qui atteint ses limites. Dans notre cas, nous souhaitons travailler à la fois sur des structures à haute fréquence (au voisinage de 10 MHz), mais aussi sur des petites dimensions, ce qui limite les possibilités de détection.

Notons cependant qu'il est possible d'amplifier le courant de détection par l'utilisation d'un transistor dédié ; une démarche initiée par H.C. Nathanson [Nathanson et al., 1967].

### 2.2.4.2 Extraction des paramètres motionnels du circuit équivalent BVD

Indépendamment de toute considération acoustique, le circuit équivalent BVD (ici,  $L_m$ ,  $C_m$ ,  $C_0$ , dans un premier temps sans  $R_m$ ) implique l'expression suivante de l'admittance :

$$Y(\omega) = \frac{i_{total}}{\bar{V}} = j\omega C_0 + j\omega C_m \frac{\omega_m^2}{\omega_m^2 - \omega^2} \quad (2.76)$$

avec  $\omega_m^2 = 1/L_m C_m$ .

Nous pouvons constater de (2.73) que la formule exprimant le courant total est écrite sous forme d'une somme de deux termes. Par identification avec l'admittance équivalente du circuit BVD (2.76), nous pouvons extraire l'expression des deux capacités caractéristiques du résonateur (statique et motionnelle) :

$$\text{La capacité statique : } C_0 = \varepsilon_0 \int_S \frac{dS}{g_1(x_1, x_2)} \quad (2.77)$$

$$\text{La capacité motionnelle : } C_m = \frac{\omega^2 - \omega_m^2}{\omega_m^2} \frac{\varepsilon_0 \tilde{V}}{\tilde{V}} \int_S \frac{\delta \tilde{u}_3(x_1, x_2, \omega)}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS$$

Cette formule permet de calculer la capacité motionnelle  $C_m$  à partir du champ de déplacement  $\tilde{u}(x_1, x_2, x_3, \omega)$  représentant la réponse de la structure à l'ensemble des forces électrostatiques de surface  $\tilde{F}_e$  dont nous avons donné l'expression locale en (2.23). Le circuit BVD n'est pertinent que dans la mesure où l'on obtient une valeur constante de  $C_m$  au voisinage d'une résonance donnée.

Le rapport des capacités motionnelles obtenues dans les problèmes à excitation électrostatique simple et double face est directement proportionnel au rapport des  $H_n$  correspondants :

$$\frac{C_m^{SFE}}{C_m^{DFE}} = \frac{g''^2 \left( \frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{4g''^3} - c_{33} \right)}{g'^2 \left( \frac{\varepsilon_0 V'^2 h'}{2g''^3} - c_{33} \right)} \quad (2.78)$$

où  $g'$  et  $g''$  sont les gaps effectifs ( $g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, 0)$ ) obtenus dans les deux cas : flexion axisymétrique de la plaque, d'une part, et extension-compression d'épaisseur statique d'autre part<sup>3</sup>.

Connaissant  $C_m$ , on détermine l'inductance motionnelle  $L_m$  à partir de

$$L_m C_m (\omega_n)^2 = 1 \quad (2.79)$$

puis la résistance motionnelle :

$$R_m = \frac{1}{Q C_m \omega_n} \quad (2.80)$$

Autrement dit, en rappelant le système (2.77), on trouve :

$$R_m = \frac{\tilde{V}}{\varepsilon_0 \tilde{V}} \frac{1}{Q \omega_n} \left( \frac{\omega_m^2}{\omega^2 - \omega_m^2} \right) \frac{1}{\int_S \frac{\delta \tilde{u}_3(x_1, x_2, \omega)}{[g_1(x_1, x_2)]^2} dS} \quad (2.81)$$

À la résonance, la branche série du circuit équivalent du résonateur peut se résumer à un rapport entre la tension d'entrée et le courant de sortie, assimilable à une résistance. Cette résistance motionnelle permet de comparer les résonateurs entre eux à l'image du facteur de mérite (ou produit  $Q.f$ ). L'expression (2.81) montre une dépendance inverse entre la

<sup>3</sup>Rappelons que le calcul fait ici est seulement au centre de la plaque. En utilisant un formalisme de perturbation basé sur l'orthogonalité des modes propres [Tiersten, 1978], [Shick et Tiersten, 1987].

résistance motionnelle  $R_m$  et le coefficient de surtension  $Q$  lié au coefficient d'amortissement permettant de rendre compte des pertes dans la structure. Il y a alors un grand intérêt à maximiser le facteur qualité et d'autre part à améliorer la transduction capacitive. La résistance motionnelle  $R_m$  dépend également de la surface chargée,  $S$ . En effet, si les charges (ou le courant) sont drainées dans une petite surface, nous aurons forcément avoir une grande impédance. Il faut alors maximiser la surface d'électrode.

### 2.2.4.3 Expression analytique de couplage électromécanique du résonateur

Le courant dans le circuit extérieur est donné par :

$$i_{total} = (Y_0 + Y_m)\tilde{V},$$

$$\text{avec : } Y_0 = \frac{j\omega C_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad Y_m = \frac{j\omega C_m \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.82)$$

où  $\omega_0^2$  est la pulsation à la résonance.

Le coefficient de couplage pour l'excitation simple face des modes d'extension-compression d'épaisseur TE dans le modèle analytique 1D est donné par l'expression approchée spécifique ci-dessous :

$$k_{TE}^2 = \frac{\pi^2 C_m}{8 C_0} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V}^2 h'}{c_{33} g^3} \quad (2.83)$$

où  $\bar{V}$  est la tension de polarisation et  $h'$  désigne la demi-épaisseur de la plaque, notation courante dans les descriptions des modes d'épaisseur. Le champ DC maximal utilisable en pratique est le minimum de 3 valeurs : le champ disruptif (§2.2.2), le champ au seuil de collage (§2.2.3) et le champ correspondant à la tension DC maximale autorisée sur les équipements de caractérisation (VNA). Soit  $E_{max}$  cette valeur. Nous obtenons en pratique la valeur limite du carré du coefficient de couplage :

$$k_{max}^2 \simeq \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 E_{max}^2 h'}{c_{33} g} \quad (2.84)$$

Pour une double excitation simultanée sur les faces supérieure et inférieure de la plaque, la valeur du carré du coefficient de couplage est doublée, en première approximation :

$$k_{TE\_DFE}^2 \simeq \frac{\varepsilon_0 E^2 h'}{c_{33} g} \quad (2.85)$$

La formule (2.47) montre qu'on a intérêt à réduire le rapport  $h'/g$  à champ  $E_{max}$  donné. Si nous réduisons le gap, la tension  $\bar{V}$  diminue d'autant, ce qui est favorable à l'utilisation d'équipements standard de caractérisation électronique des lors que  $\bar{V}$  se rapproche des 5 V courants, d'où l'acceptation assez large de  $g = 100 \text{ nm}$  comme seuil d'exploitation des résonateurs MEMS dans les applications commerciales de contrôle de fréquence. Évidemment, comme il est difficile de contrôler l'obtention de gaps aussi faibles sur de grandes surfaces et comme la résistance motionnelle dépend de la surface occupée par la vibration, nous nous trouvons face à une nouvelle problématique qui est l'amélioration des résistances motionnelles grâce à l'utilisation de nombreux résonateurs MEMS en parallèle [Demirci et Nguyen, 2006].

Cette orientation des recherches est actuellement très présente dans les travaux de nombreuses équipes et notamment celles qui ont réussi à fabriquer des résonateurs réellement microscopiques pour atteindre des fréquences de l'ordre du *GHz* avec des résonateurs en modes de contour [Wang et al., 2004]. Notre approche ne vise pas l'obtention de fréquences aussi élevées mais permet en revanche de maintenir la valeur de la résistance motionnelle à un niveau acceptable puisque la zone vibrante des résonateurs C-BAR est par nature comparable à celle des résonateurs piézoélectriques à ondes de volume en mode d'épaisseur.

Dans le cas des modes de flexion, le carré du coefficient de couplage électromécanique est donné par la formule :

$$k_{Flexion}^2 \simeq \frac{\pi^2 \varepsilon_0 \bar{V}^2}{8 \rho e \omega_0^2} \frac{\left( \int^{S_e} \frac{w}{g^2} dS \right)^2}{\int^{S_e} \frac{dS}{g} \int^{S_e} w^2 dS} \quad (2.86)$$

où  $w$  est le déplacement transverse,  $S_e$  la surface de l'électrode, et  $S$  la « surface acoustique » délimitant le domaine occupé par la vibration dans l'élément vibrant. L'épaisseur de la plaque est notée par  $e$  dans la formule ci-dessus, établie pour les modes de flexion et devant être adaptée pour les autres types de modes envisageables pour les résonateurs MEMS à excitation capacitive.

En homogénéisant le gap  $g$  à une valeur « moyenne<sub>4</sub> », nous obtenons :

$$k_{Flexion}^2 \simeq \frac{\pi^2 \varepsilon_0 \bar{V}^2}{8 \rho e \omega_0^2 g^3} \frac{\left( \int^{S_e} w dx \right)^2}{S_e \int^{S_e} w^2 dx} \quad (2.87)$$

Posons :

$$I = \frac{\left( \int^{S_e} w dx \right)^2}{S_e \int^{S_e} w^2 dx} \quad (2.88)$$

Cette quantité sans dimension ne dépend que de la distribution de la composante hors-plan de la vibration dans le résonateur, mais pas de son amplitude maximale, en raison de la normalisation opérée par l'intégrale figurant au dénominateur. Nous remarquons en effet que si le déplacement normal est uniforme et concentré sous l'électrode d'excitation, cette quantité  $I$  vaut 1.

Pour faciliter la comparaison des couplages électromécaniques respectifs des modes de flexion et d'extension-compression d'épaisseur, l'expression du  $k_{TE}^2$  peut être formulée différemment., En substituant l'expression de la fréquence angulaire du fondamental d'extension-compression d'épaisseur dans la formule de  $k_{TE}^2$  donnée plus haut pour l'excitation simple face, nous obtenons au premier ordre :

$$k_{TE\_SFE}^2 \simeq \frac{\pi^2 \varepsilon_0 \bar{V}^2}{4 \rho e \omega_0^2 g^3} \text{ avec } \omega_0^{SFE} \simeq \frac{n\pi}{h} \left( 1 - \frac{4k^2}{n^2\pi^2} \right) \sqrt{\frac{c_{33}}{\rho}} \quad (2.89)$$

---

<sup>4</sup>En pratique, nous obtenons une approximation de meilleure qualité en prenant la valeur du gap dans la région du maximum d'amplitude de la vibration sous l'électrode d'excitation.

avec la notation  $e = h$  pour l'épaisseur de la plaque.

Le modèle 1D pour les modes d'épaisseur, correspond par définition à une amplitude uniforme de la vibration à la surface du résonateur. Si nous souhaitons comparer la formule (2.89) avec les formules (2.87) et (2.88) établies pour la flexion, il faut donc prendre  $I \approx 1$  dans celles-ci et nous constatons alors l'existence d'un facteur 2 en faveur du mode d'extension-compression d'épaisseur. Ce facteur 2 s'explique notamment par le fait que, pour les modes de flexion, la distribution du déplacement normal est quasi uniforme dans l'épaisseur alors qu'elle est sinusoïdale pour les modes d'épaisseur.

## 2.3 Les limitations de la transduction électrostatique

Le transducteur électrostatique est d'autant plus efficace que la tension est élevée selon une loi  $F(V)$  quadratique :

$$F_e = \frac{\varepsilon_0 S}{2g_0^2} V^2 \quad (2.90)$$

De (2.90), nous pouvons définir l'efficacité de transduction  $\eta_t$  par

$$\eta_t = \bar{V} \frac{\varepsilon_0 S}{g_0^2} \quad (2.91)$$

Ce coefficient relie la tension variable appliquée sur l'électrode et la force résultante s'appliquant sur le résonateur. Il est aussi à noter que si aucune tension de polarisation  $\bar{V}$  n'est appliquée, il n'y a pas de force appliquée sur le résonateur et donc pas de transduction. Ainsi, l'efficacité de transduction électrostatique génère une force mécanique proportionnelle à la tension d'entrée. Notons la dépendance quadratique de l'efficacité de transduction de la largeur de gap délimité par les électrodes. Plus ce gap est faible, meilleure sera l'efficacité énergétique de transduction. Il y a toutefois deux principales limitations à la tension maximale utilisable pour un transducteur électrostatique : le claquage de la lame d'air et l'effet de pull-in. Ces phénomènes peuvent potentiellement conduire à l'échec du résonateur. Nous nous proposons dans ce qui suit de définir avant de faire une étude plus poussée de ces phénomènes dans le chapitre 4.

### 2.3.1 Claquage de la lame d'air

À partir d'une certaine tension dite 'de claquage', le champ électrique peut faire apparaître des arcs électriques, qui détériorent le système. Cette tension de claquage est régie par la loi de Paschen qui montre que cette tension est fonction de la distance inter-électrode et de la pression de l'air ambiant au sein du gap électrostatique. La courbe (2.9) décrit l'évolution de la tension de claquage (rupture diélectrique de l'air avec apparition d'un arc) en fonction du produit  $p \cdot d$  (pression x distance).

Il faut remarquer qu'en-deçà d'une certaine distance (en dessous de  $10 \mu m$  environ à l'atmosphère), cette tension de claquage tend à remonter et permet donc d'obtenir des forces supérieures pour des 'petits' entrefers, typiquement de la taille des micro-actionneurs électrostatiques 'classiques'. Même si la courbe de Paschen est systématiquement mise en

avant pour motiver le développement de MEMS capacitifs prédit une élévation significative du seuil de champ disruptif lorsque le gap se réduit à 100 nm, nous considérons en pratique la valeur de champ normal  $E = 150 \text{ V}/\mu\text{m}$  comme un maximum pour des caractérisations courantes en laboratoire d'électronique. Compte tenu du fait qu'une composante DC en entrée supérieure à 10 V peut s'avérer destructrice sur la plupart des analyseurs de réseau, il est nécessaire de protéger ceux-ci de manière éprouvée lors des séances de caractérisations électriques.

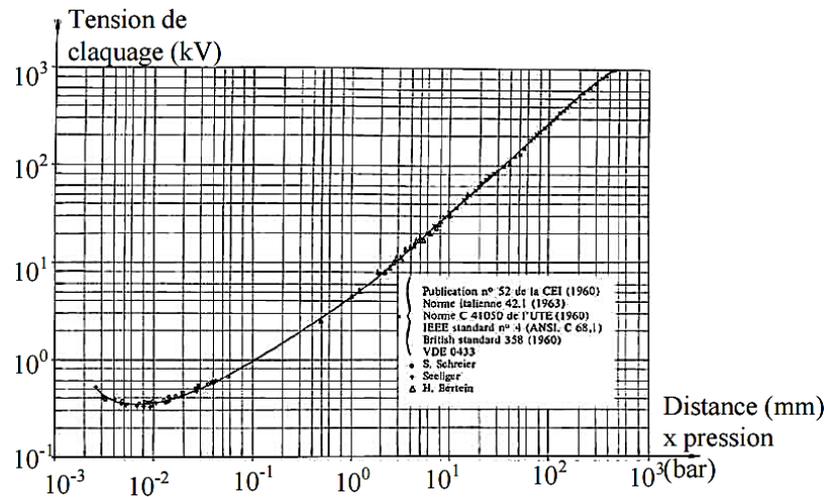


FIG. 2.9 - Claquage électrostatique en fonction de la distance et de la pression, dans l'air (loi de Paschen) [Paschen, 1889].

### 2.3.2 Phénomène de Pull-in

La seconde limitation concerne l'instabilité due à un fort couplage électromécanique. Ce phénomène résulte de l'application d'une forte tension de polarisation ; en effet, la force électrostatique donnée par l'équation (2.12) dépend linéairement de la surface chargée du résonateur par l'électrode d'excitation. Elle dépend également du carré du gap électrostatique, ainsi que de la différence de potentiel électrique appliquée aux bornes du résonateur. Cette dépendance non linéaire de la force électrostatique en fonction de la tension appliquée provoque dans certains cas l'échec du résonateur, autrement dit, pour des tensions d'actionnement données, les électrodes se mettent inévitablement au contact l'une de l'autre « phénomène de collage subit ».

La dépendance quadratique de la force électrostatique de la tension appliquée signifie que selon la rigidité de la structure mécanique, la force électrostatique va présenter différents comportements. Il est aussi à noter que la structure mécanique d'une épaisseur donnée est susceptible de perdre sa rigidité initiale suite à de fortes sollicitations, celle-ci finit par ne plus répondre correctement à la sollicitation perdant ainsi sa capacité à revenir à son état d'équilibre. Cependant, la constante de raideur  $k$  peut être stable si le matériau utilisé est un monocristal de silicium. Tous ces facteurs d'instabilité sont susceptibles de limiter la tension d'actionnement du résonateur. Pour estimer cette limite, il faut mettre en évidence l'équilibre des forces entrant en jeu au cours du cycle de vibration de la structure mécanique, ramenée à son centre selon l'axe  $z$  :

$$\sum F_z = 0 \Rightarrow F_e + F_m = 0 \quad (2.92)$$

La force électrostatique  $F_e$  est précédemment définie par l'équation (2.12). La force mécanique de rappel  $F_m$  de la structure s'exprime comme suit :

$$F_m = -K_m u_3(z) \quad (2.93)$$

Où  $K_m$  est la raideur de la structure vibrante et  $u_3(z)$  le déplacement suivant l'axe  $z$ .

À l'équilibre, il est possible d'exprimer la tension de polarisation du MEMS en fonction du déplacement :

$$\frac{\varepsilon_0 S}{2g^2} V_{out}^2 = K_m u_3(z) \quad (2.94)$$

$$\text{avec } V_{out} = \sqrt{\frac{2g^2 K_m u_3}{\varepsilon_0 S}}$$

Maintenant dans le cas où la force mécanique de rappel  $F_m$  devient nulle, l'échec du résonateur survient (Fig.2.10). Cela signifie que le résonateur est plaqué d'une façon permanente contre l'électrode fixe supportée par le substrat de base, dû à la force électrostatique  $F_e$  produite par les charges prises au piège dans la lame d'air qui l'emporte devant la force mécanique de rappel  $F_m$ .

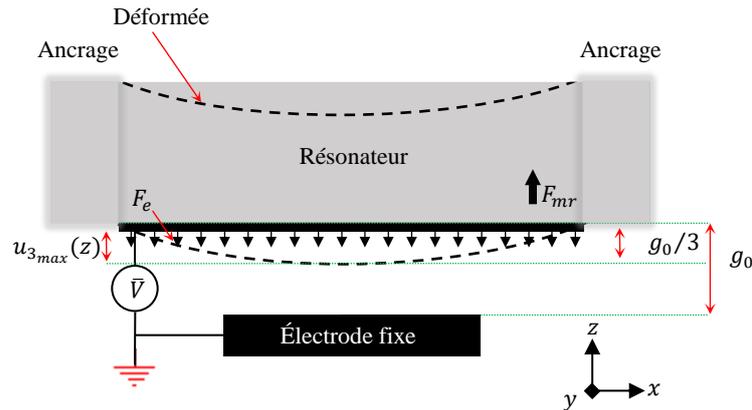


FIG. 2.10 - Schéma de principe 2D du phénomène de pull-in d'une membrane carrée quadri-encastree.

Le phénomène est caractérisé par une tension limite dite de pull-in  $V_{pull-in}$  limitant le déplacement pouvant être atteint par la membrane soumise à une tension DC avant l'échec du résonateur. À partir de cette tension  $V_{pull-in}$ , le déplacement maximum de l'électrode mobile suivant l'axe  $z$  est à un tiers du gap non-déformé, la stabilité de l'équilibre ne peut être maintenue. Nous pouvons donc exprimer la condition d'équilibre stable de la structure vibrante par la relation suivante :

$$u_{3max}(z) < \frac{1}{3} \cdot g_0 \quad (2.95)$$

L'équation (2.95) montre que tant que le déplacement  $u_3(z)$  de la structure vibrante selon l'axe  $z$  ne dépasse pas  $1/3$  du gap non-déformé,  $g_0$ , la structure vibrante ne risque pas de se coller sur l'électrode ; l'équilibre est stable. Dès que le déplacement  $u_3(z)$  est supérieur à  $u_{3max}(z)$ , l'équilibre devient instable et la structure vibrante se met brutalement en contact avec l'électrode fixe, ce qui peut endommager le résonateur. Nous pouvons à présent relier la condition d'équilibre stable à la tension de sortie du MEMS, afin de déduire la limite de la

tension d'actionnement au-delà de laquelle le pull-in de la structure survient. Pour ce faire, il suffit de substituer (2.95) dans (2.94), ce qui nous permet d'obtenir la tension de pull-in :

$$V_{pull-in} = \sqrt{\frac{8K_m g^3}{27 \epsilon_0 S}} \quad (2.96)$$

En effet, la stabilité de la tension de pull-in dépend en principe de la stabilité de la constante de raideur  $k$  mais aussi des propriétés géométriques du dispositif, notamment la taille du gap électrostatique à la puissance trois au numérateur. Nous devons alors prendre des précautions lors du design des résonateurs et lors de leur caractérisation pour s'assurer d'être en dessous de la tension de pull-in.

La figure (2.11) donne un exemple d'ordre de grandeur des tensions de pull-in obtenues pour un résonateur capacitif fonctionnant en mode de volume dont la fréquence de résonance est autour de 10 MHz [Ivan, 2012]. Cependant, pour une membrane circulaire de 380  $\mu m$  d'épaisseur et 5 mm de rayon, le pull-in se présente à la saturation de la courbe, relevé à 70 V pour un gap de 1  $\mu m$  et à 116 V pour un gap de 1,5  $\mu m$ . Ces tensions sont légèrement en dessous de la tension limite réelle de pull-in étant donnée la méthode employée ici pour la détermination de la tension de pull-in. Nous détaillerons dans le chapitre 4 les deux méthodes employées pour le calcul de pull-in des résonateurs, en essayant d'exposer les avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles.

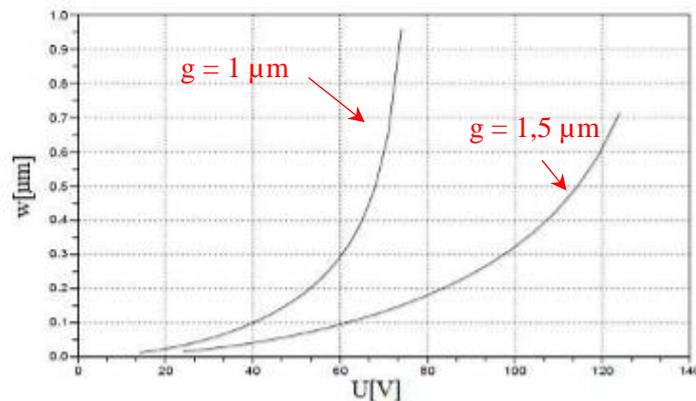


FIG. 2.11 – Déplacement vertical en fonction de la tension d'actionnement. Exemple de courbes de pull-in selon [Ivan, 2012].

### 2.3.3 Effet de la raideur électrostatique

Un moyen plus efficace permettant la variation de la rigidité d'un résonateur électromécanique est celui connu sous le nom de raideur électrostatique. Cette dernière constitue un autre effet propre à l'excitation électrostatique. En effet, en présence d'une tension de polarisation, la fréquence de résonance est affectée par un effet connu sous le nom de « Frequency pull-in effect » ou « Electrostatic spring softening effect » [Nguyen, 1994]. De la relation exprimant la force électrostatique (2.97), on retrouve un terme proportionnel au déplacement  $u_3$ ,

$$F_e = \frac{\epsilon_0 S}{2(g - u_3)^2} (\bar{V})^2 \quad (2.97)$$

donc assimilable à une force élastique. La constante de raideur électrostatique correspondante peut être définie comme la dérivée de la force électrostatique par rapport au déplacement mécanique. Elle est négative et vaut :

$$K_e = -\frac{\varepsilon_0 S}{g^3} \bar{V}^2 \quad (2.98)$$

Dans un résonateur en mode de flexion, la raideur électrostatique est négative et sa valeur absolue se retranche à la raideur effective (mécanique) de la membrane vibrante. Cela se traduit dans la pratique par une diminution de la fréquence sous l'effet de la tension de polarisation, d'où le nom de « Electrostatic Spring Softening ». Pour les modes TE, la vibration est régie par la constante élastique  $c_{33}$  très supérieure à la rigidité mécanique  $K_m$  propre aux modes de flexion. Dans les microsystèmes du type masse-ressort à constantes localisées, la constante  $K_e$  est celle des ressorts de suspension de l'armature mobile du condensateur déformable cœur du système. La sensibilité de la fréquence du mode TE à la tension de polarisation donnée par (Eq 2.46) est donc inférieure à celle du mode de flexion. Au seuil de pull-in, la fréquence de résonance en flexion tend vers zéro, mais il est facile de vérifier que ce n'est pas le cas pour les modes TE :

Comme il a été démontré dans le chapitre 1 (Eq 1.15), la fréquence angulaire d'un système masse-ressort est une fonction directe de sa raideur. Celle-ci s'exprimera donc comme suit

$$\omega'_0 = \sqrt{\frac{K_m + K_e}{M}} \quad (2.99)$$

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0 S \bar{V}^2}{K_m g^3}}$$

La raideur à considérer ici est la raideur modale qui peut être déduite de la pulsation à la résonance du mode d'extension-compression et de la masse de matière correspondant au volume acoustique. On obtient donc :

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0 S \bar{V}^2}{\rho h S \omega_0^2 g^3}} = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_0 h \bar{V}^2}{c_{33} \pi^2 g^3}} \quad (2.100)$$

Cette expression est en accord avec les résultats antérieurs pour le mode fondamental du TE. On vérifie bien qu'au seuil de collage, la fréquence ne s'effondre pas. Autrement dit, rapprocher les conditions opératoires du seuil de collage n'augmente pas drastiquement le coefficient de couplage contrairement à ce qu'on observe pour les modes de flexion. L'agilité en fréquence aux fortes tensions de polarisation n'est donc pas un avantage inhérent à l'excitation électrostatique, mais reste au contraire spécifique à l'excitation électrostatique des modes de flexion.

## 2.4 Solution contre le risque de claquage du gap électrostatique

Les limitations en termes de tension d'actionnement nous ont poussé à étudier une solution pour les repousser et profiter pleinement du couplage électromécanique du résonateur. Pour ce faire, une solution consiste à prévoir une couche de passivation. La montée en fréquence est conditionnée par la finesse du gap électrostatique. Ceci nécessite d'avoir une couche de passivation sur la surface d'une des électrodes afin de préserver le gap électrostatique lorsque le résonateur est déformé, évitant ainsi le claquage du dispositif lors de l'application de fortes tensions de polarisation. Cette couche protectrice est susceptible de se charger sous l'effet de fortes tensions d'actionnement. Les électrons qui composent les atomes de l'isolant peuvent être arrachés à leur orbite de valence pour participer à la conduction électrique. Il se crée ainsi un champ disruptif qui désorganise la structure mécanique et chimique du matériau, momentanément<sup>5</sup> ou définitivement.

### 2.4.1 Expression de la force électrostatique en tenant compte de la couche de passivation

Cette couche de passivation constitue un deuxième condensateur interposé entre les deux électrodes, dans la zone de recouvrement de celles-ci. Il est donc nécessaire d'adapter le schéma électrique du modèle équivalent du résonateur pour en tenir compte. Nous envisageons donc de modifier ce schéma en vue de l'ajout d'une couche d'oxyde. On obtient alors la configuration de la figure ci-après.

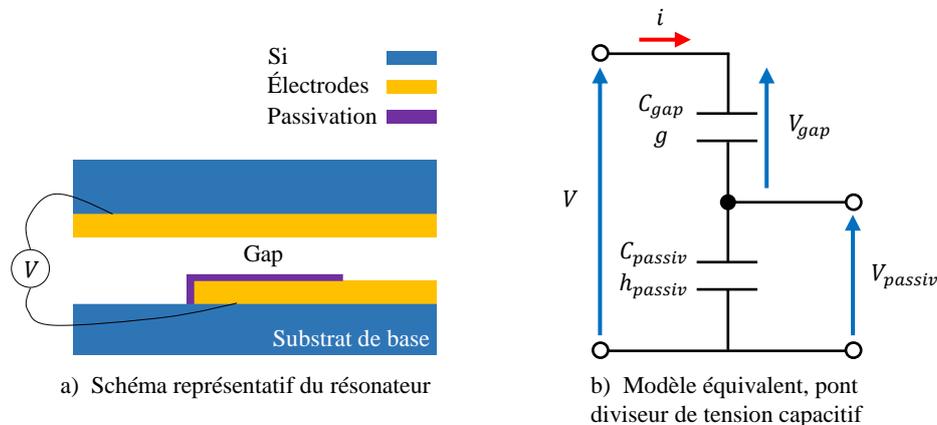


FIG. 2.12 - Système à deux condensateurs séries (gap + diélectrique).

avec  $C_{passivation}$  la capacité de ce condensateur, en série avec la capacité du gap d'air  $C_{gap}$ .

Soit  $C_{eq}$  la capacité statique  $C_0$  du résonateur. Comme les deux condensateurs  $C_{gap}$  et  $C_{passiv}$  sont en série, on obtient :

$$C_0 = \frac{C_{gap}C_{passiv}}{C_{gap} + C_{passiv}} \quad (2.101)$$

<sup>5</sup>Phénomène observé sur certains dispositifs réalisés ultérieurement. Ceux-ci se mettent en court-circuit au voisinage de la tension de claquage mais se relâchent si la tension de polarisation n'est pas maintenue.

En appliquant le diviseur de tension capacitif à la figure (2.12), nous en déduisons la valeur de la tension effective de part et d'autre du gap, c'est-à-dire, la tension créant la force électrostatique actionnant le résonateur MEMS, ainsi le rapport de conversion vaut :

$$V_{gap} = \frac{C_{passiv}}{C_{gap} + C_{passiv}} V \quad (2.102)$$

Typiquement,  $h_{passiv}$  reste comparable avec la valeur du gap,  $g_0$ . Soit  $\varepsilon_r$  la permittivité relative de la couche de passivation. Nous obtenons donc :

$$V_{gap} = \frac{C_{passiv}}{C_{gap} + C_{passiv}} V \Rightarrow V_{gap} = \frac{\left(\frac{\varepsilon_r}{h_{passiv}}\right) V}{\frac{1}{g_0} + \frac{\varepsilon_r}{h_{passiv}}} = \frac{\varepsilon_r g_0 V}{h_{passiv} + \varepsilon_r g_0} \quad (2.103)$$

Si le déplacement vertical de la plaque vibrante,  $u_3$ , n'est pas négligeable devant la valeur du gap, l'expression appropriée est la suivante :

$$V_{gap} = \frac{\varepsilon_r (g_0 - u_3) V}{h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 - u_3)} \quad (2.104)$$

Mais la densité surfacique de force électrostatique est donnée par :

$$F_e = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E_g^2 = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{V_g^2}{(g_0 - u_3)^2} \quad (2.105)$$

En substituant l'expression (2.105), nous obtenons :

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\left[ \frac{\varepsilon_r (g_0 - u_3) V}{h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 - u_3)} \right]^2}{(g_0 - u_3)^2} \Rightarrow F_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{[h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 - u_3)]^2} \quad (2.106)$$

Par passage à la limite, nous remarquons immédiatement que :

- Si  $\varepsilon_r \rightarrow \infty$ , alors  $F_e$  n'est pas modifiée par la présence de l'oxyde.
- Si  $u_3 \rightarrow g$ , alors nous obtenons :

$$F_e \simeq \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{h_{passiv}^2} \quad (2.107)$$

La force reste bornée par la valeur de force s'exerçant entre les armatures du condensateur formé par le diélectrique seul, le pull-in en tant que contre-réaction positive facteur d'instabilité disparaît.

- Si  $u_3/g \rightarrow 0$ , alors

$$F_e \simeq \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{(h_{passiv} + \varepsilon_r g_0)^2} = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{\varepsilon_r^2 \left(\frac{h_{passiv}}{\varepsilon_r} + g_0\right)^2} = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{V^2}{\left(\frac{h_{passiv}}{\varepsilon_r} + g_0\right)^2} \quad (2.108)$$

$$\Rightarrow F_e = \frac{\varepsilon_0}{2g_0^2} \frac{V^2}{\left(1 + \frac{h_{passiv}}{\varepsilon_r g_0}\right)^2}$$

Par rapport à l'absence de diélectrique, la force est réduite d'un facteur  $\Psi^2 = \left(1 + \frac{h_{passiv}}{\varepsilon_r g_0}\right)^2$ .

### 2.4.2 Passage de la force électrostatique au coefficient couplage électromécanique

Nous sommes dans le cas d'un problème mécanique purement linéaire. La force électrostatique étant réduite par le facteur  $\Psi^2$ , la composante dynamique du déplacement  $\tilde{u}_3$  est elle aussi divisée par le même facteur. Cette composante apparaît dans l'expression du courant motionnel donnée par la relation (2.74), le courant dynamique est donc proportionnel au déplacement  $\tilde{u}_3$ . Ceci implique que la capacité motionnelle  $C_m$  est inversement proportionnelle au facteur  $\Psi^2$ .

$$C_m \propto \frac{1}{\Psi^2} \quad (2.109)$$

De la relation (2.101), nous pouvons déduire l'évolution de la capacité statique équivalente du résonateur en fonction du facteur  $\Psi$  :

$$C_0 = \frac{C_{gap}}{1 + \frac{h_{passiv}}{\varepsilon_r g_0}} \Rightarrow C_0 \propto \frac{1}{\Psi} \quad (2.110)$$

avec

$$C_{passiv} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{h_{passiv}} \quad (2.111)$$

et

$$C_{gap} = \frac{\varepsilon_0 S}{g_0}$$

En substituant dans l'expression donnant le couplage électromécanique

$$k^2 = \frac{\pi^2}{8\Psi} \frac{C_m}{C_0} \quad (2.112)$$

nous avons montré qu'avec la couche de passivation, nous réduisons le facteur de couplage électromécanique de l'ordre de  $\Psi$ .

L'inconvénient de cette détérioration de  $k^2$  est compensée par le fait que nous pouvons nous permettre des tensions plus élevées.

#### Exemple d'application numérique

Nous proposons l'exemple d'application numérique suivant afin de mieux voir l'influence de la couche de passivation. Supposons un résonateur d'un gap de 700 nm délimité par les électrodes d'excitation de  $2000 \times 2000 \mu m^2$ , une couche de diélectrique de 100 nm et 200 nm

d'épaisseur, polarisé par une tension DC de 100 V. Le déplacement  $u_3$  de la plaque vibrante est supposé négligeable comparé à l'entrefer initial. En vue d'étudier l'impact de la permittivité diélectrique de la couche de passivation sur la capacité statique équivalente du résonateur, la tension appliquée au gap d'air ainsi que la force électrostatique correspondante, nous avons effectué le calcul pour deux diélectriques différents, à savoir, l'alumine ( $\epsilon_r = 7$ ) et l'oxyde de silicium ( $\epsilon_r = 3,9$ ).

Le tableau 2.2 récapitule les limites théoriques des différentes variantes caractéristiques :

$h_{passiv}$	$C_0[pF]$		$V_{gap}[V]$		$F_e[kN/m^2]$	
	$SiO_2$	$Al_2O_3$	$SiO_2$	$Al_2O_3$	$SiO_2$	$Al_2O_3$
100 nm	48,8	49,6	96,5	98	84	86
200 nm	47,1	48,6	93	96	78	83

Tableau 2.2 – Tableau comparatif de quelques performances calculées théoriquement pour deux différents matériaux de passivation.

### Remarques

Pour un résonateur tel que défini précédemment, la capacité statique équivalente calculée d'après (Eq 1.6) est légèrement inférieure à la valeur obtenue en l'absence de la couche de passivation ( $\sim 51 pF$ ). Inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche diélectrique, cette réduction est plus significative dans le cas de l'oxyde de silicium.

L'incidence de la couche de passivation est négative sur la tension appliquée au gap. En effet, nous obtenons des valeurs théoriques de  $V_{gap}$  légèrement inférieures à la tensions de polarisation initiale (100 V). Il est nécessaire de prévoir de fortes tensions de polarisation pour produire une force suffisant à la mise en vibration du résonateur. Cependant, l' $Al_2O_3$  déposé en fines couches induit une réduction moins conséquente sur le champ polarisant le gap électrostatique tout en repoussant le seuil de claquage comparé aux autres variantes. Cette couche influe également sur le seuil de pull-in. Nous reviendrons sur ces aspects complets dans le chapitre 4 (§4.3).

De même que pour  $V_{gap}$ , la force électrostatique exercée sur le résonateur en présence de la couche de passivation, présente une variation minimale s'agissant de l' $Al_2O_3$  déposé en fines couches. En effet,  $F_e$  dans le cas de l'alumine présente une variation de seulement 5% par rapport à  $F_e$  calculée pour un résonateur sans passivation ( $90,5 kN/m^2$ ).

En pratique, nous avons tout intérêt à opter pour un matériau de forte permittivité diélectrique afin de ne pas détériorer significativement le champ électrique polarisant le gap tout en gardant une force électrostatique assez grande. Le choix du matériau diélectrique se portera sur celui qui permettra des fortes tensions t'actionnement.

### 2.4.3 Application à l'analyse dynamique de résonateurs MEMS

Nous présentons ci-dessous une mise à jour des expressions de la force électrostatique tenant compte de la couche de passivation. Nous donnons seulement les résultats, le détail des calculs se trouvant dans l'annexe (ANNEXE A-4).

Nous partons de l'expression générale de la force en présence d'une couche de passivation

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{\left[ h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 + u_3(-\frac{h}{2})) \right]^2} \quad (2.113)$$

Après substitution de l'expression complète de la tension d'excitation, on obtient l'expression de la composante continue de la force électrostatique en supprimant tous les termes dépendant de  $\omega$  :

$$\bar{F}_e(x_1, x_2) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2}{2} \left( \frac{\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2}}{\left[ h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2})) \right]^2} \right) \quad (2.114)$$

En linéarisant la force totale au voisinage de  $\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0$  :

$$\tilde{F}_e\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t, \omega\right) = \lim_{\tilde{v}_0/\bar{v} \rightarrow 0} \left( F_e\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t\right) - \bar{F}_e\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}\right) \right) \quad (2.115)$$

et en ne retenant que la composante harmonique en  $\omega t$ , proportionnelle à  $\bar{V}\tilde{V}_0$  et donc très grande devant la composante en  $2\omega t$  proportionnelle à  $\tilde{V}_0^2$ , on obtient la composante AC de la force en développant le résultat au premier ordre en  $\tilde{u}_3/g$ . On obtient :

$$\tilde{F}_e\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t, \omega\right) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 \left[ \frac{\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[ h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2})) \right]^2} - \frac{\left( \bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \right) \varepsilon_r \tilde{u}_3\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t\right)}{\left[ h_{passiv} + \varepsilon_r (g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2})) \right]^3} \right] \quad (2.116)$$

Nous avons déjà vu (Eq 2.47) comment la linéarité des équations conduit à l'obtention d'une valeur de  $k^2$  proportionnelle au second terme de l'expression correspondante en l'absence de passivation. Le calcul de l'influence de la couche de passivation sur la réponse électrique est finalisé dans le chapitre 4

## 2.5 Conclusion

**E**n conclusion, nous avons développé dans cette section une modélisation analytique des paramètres électriques d'une plaque résonnante en silicium dopé vibrant en mode d'extension-compression, excitée par voie électrostatique de façon uniforme sur une de ses faces. La capacité parallèle du circuit électrique équivalent de type Butterworth et Van Dyke (BVD) est la capacité du gap électrostatique. Dans le cas d'une excitation simple-face, le carré du coefficient de couplage électromécanique est proportionnel à l'épaisseur du résonateur, au carré de la tension de polarisation, et il est inversement proportionnel au cube du gap déformé sous l'effet de cette polarisation. L'application de tensions de polarisation élevées est alors limitée en pratique par les tensions de claquage et de pull-in.

La robustesse aux tensions de claquage peut être améliorée par le dépôt d'une couche de passivation sur l'électrode externe, ce qui évite de surcroît de perturber la vibration. Cette couche de passivation réduit la capacité du gap et modifie la valeur de la composante dynamique de la force électrostatique. Le calcul complet de l'influence de cette couche sur les éléments du circuit équivalent sera présenté au chapitre 4.







## TROISIÈME CHAPITRE



## Chapitre 3

# Modélisation acoustique du C-BAR

### 3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié un résonateur de dimension latérale infinie. En réalité, le résonateur BAW est composé de différentes couches, principalement le cristal siège des ondes de volume et le métal de ses électrodes d'actionnement, le tout avec des dimensions latérales finies. En conséquence, les modes vibratoires excités dans le résonateur ne dépendent pas seulement de son épaisseur mais aussi de ses autres dimensions. Les modes d'extension-compression d'épaisseur s'en trouvent modifiés et dépendent alors partiellement des autres dimensions, on parlera de modes latéraux. Pour tenir compte du comportement transverse de la vibration, l'équation d'onde unidimensionnelle doit être étendue au cas 3D.

En effet, comme nous l'avons précédemment évoqué (§1.5), l'objectif premier de cette thèse consiste à développer un résonateur à ondes de volume, capacitif, ayant une structure spécifique pour favoriser le confinement de l'énergie vibratoire dans une région centrale finie. À la base, un BAW en mode d'épaisseur permet de piéger naturellement par un mécanisme de bande d'arrêt, contrairement à la flexion ; il s'agit donc d'améliorer le facteur de qualité du résonateur. Puisque le concept de piégeage d'énergie implique par définition l'existence d'une composante latérale non négligeable du vecteur d'ondes, la maîtrise des mécanismes de piégeage nécessite de connaître d'une manière générale tous les modes vibratoires pouvant se propager dans la structure en fonction de sa géométrie et des propriétés mécaniques des matériaux la constituant. L'origine et les conditions de résonance de tels modes guidés peuvent alors être analysées pour des conditions aux limites données.

Plus précisément, nous proposons dans ce chapitre une étude de la dispersion acoustique des modes guidés dans une plaque de silicium monocristallin, d'orientation cristallographique (100) sous des conditions de résonance spécifiques. Cette dispersion est une conséquence des couplages entre ondes planes volumiques induits par les conditions aux limites sur les grandes faces de la plaque. La notion de mode d'épaisseur se réduit alors au cas limite du comportement asymptotique d'une branche des courbes de dispersion lorsque les nombres d'onde latéraux deviennent petits devant le nombre d'ondes suivant l'épaisseur. Nous esquisserons d'abord un modèle 2D permettant de définir une configuration générale pertinente pour confiner l'énergie vibratoire au centre de plaques en silicium. Ce modèle sera ensuite étendu au cas 3D et nous proposerons enfin une nouvelle configuration dite à double marche en vue de renforcer le piégeage. En effet, un grand facteur d'aspect de plaques excitées par un seul gap électrostatique est défavorable au couplage électromécanique en raison du phénomène de pull-in limitant la tension de polarisation dont dépend directement ce couplage.

## 3.2 Équation 3D d'une onde élastique

Les résonateurs BAW sont des structures minces, dont la dimension latérale finie doit être prise en compte lors de l'analyse de la propagation des ondes élastiques. Un bref examen des équations d'équilibre, conditions aux limites et lois de comportement de l'élasticité doit d'abord être effectué en 3D, afin d'explorer l'équation à une dimension du mouvement dans le cas d'une propagation suivant une direction arbitraire. Ce développement a été largement étudié, et peut être trouvé dans diverses compilations, par exemple [David, 2002].

### 3.2.1 Loi de Hooke généralisée

Dans l'hypothèse des déformations infinitésimales, le comportement d'un milieu solide élastique est donné par une relation tensorielle-élastique linéaire dite « loi de Hooke généralisée ». Selon cette loi, les contraintes  $T_{ij}$  sont liées aux déformations mécaniques  $S_{kl}$  par l'intermédiaire du tenseur des coefficients d'élasticité  $C_{ijkl}$  selon [Nye, 1985] :

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^{k=3} \sum_{l=1}^{l=3} c_{ijkl} S_{kl} \quad i, j \in \{1, 2, 3\} \quad (3.1)$$

où,  $i, j, k$  et  $l$  représentent les différentes directions  $x, y$  et  $z$ .

Les contraintes et déformations étant des tenseurs de rang 2, elles peuvent être représentées pas des matrices  $3 \times 3$ . Dans le cas des déformations, on aura :

$$S = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xz} \\ S_{yx} & S_{yy} & S_{yz} \\ S_{zx} & S_{zy} & S_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

Cette notation est couramment rencontrée en mécanique. Dans l'hypothèse linéaire, les composantes  $S_{kl}$  du tenseur des déformations infinitésimales s'écrivent très simplement en fonction des dérivées partielles des déplacements :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (3.3)$$

La matrice de déformation  $S$  est donc symétrique puisque l'échange de  $k$  et  $l$  produit le même résultat. Indépendamment, on montre que le tenseur des contraintes se présente également sous la forme d'une matrice  $3 \times 3$  symétrique :

$$T = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

En appliquant la convention de sommation implicite des indices répétés, appelée convention d'Einstein, l'équation devient :

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad i, j, k, l \in \{1, 2, 3\} \quad (3.5)$$

Les coefficients  $c_{ijkl}$  sont les composantes du tenseur de rigidité élastique, appelées aussi constantes de raideur ou constantes d'élasticité. Le comportement élastique du matériau est ainsi déterminé par un tenseur de rang 4 possédant  $3^4 = 81$  termes dans le cas le plus général.

En présence de faibles perturbations, le milieu subit des transformations réversibles. Dans le cas d'une transformation isotherme (stabilité énergétique), les constantes élastiques sont invariantes par permutation des paires d'indice  $ij$  et  $kl$  mais aussi des couples d'indices entres eux, d'où les relations de symétrie, dites de Maxwell :

$$c_{ijkl} = c_{klij} = c_{jikl} = c_{ijlk} \text{ avec } : i, j, k, l = \{1, 2, 3\} \quad (3.6)$$

Ces propriétés permettent de réduire la représentation du tenseur des constantes élastiques à une matrice  $6 \times 6$  symétrique, ne possédant que 21 composantes indépendantes dans le cas général d'un matériau anisotrope ne possédant aucune symétrie, ce qui correspond au cas d'un système cristallin de type triclinique. Les 36 composantes peuvent alors être indexées selon deux indices :

$$c_{\gamma\delta} = c_{ijkl} \text{ où } \gamma, \delta \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\} \text{ et } i, j, k, l = \{1, 2, 3\} \quad (3.7)$$

Dans le domaine de la piézoélectricité et plus généralement de la cristallographie, on utilise la convention de condensation des indices appelée notation de Voigt :

$\gamma$ et $\delta$	$i, j$
1	$xx$ (11)
2	$yy$ (22)
3	$zz$ (33)
4	$yz$ (23), $zy$ (32)
5	$zx$ (31), $xz$ (13)
6	$xy$ (12), $yx$ (21)

Tableau 3.1 - Notation de Voigt.

La relation tensorielle est alors équivalente à la relation matricielle suivante :

$$T_\gamma = c_{\gamma\delta} S_\delta \quad (3.8)$$

Cette transformation permet alors de définir le tableau 3.2 ci-après :

$\gamma$ et $\delta$	Contrainte	Déformation
1	$T_1 = T_{xx}$	$S_1 = S_{xx}$
2	$T_2 = T_{yy}$	$S_2 = S_{yy}$
3	$T_3 = T_{zz}$	$S_3 = S_{zz}$
4	$T_4 = T_{yz} = T_{zy}$	$S_4 = 2S_{yz} = 2S_{zy}$
5	$T_5 = T_{xz} = T_{zx}$	$S_5 = 2S_{xz} = 2S_{zx}$
6	$T_6 = T_{xy} = T_{yx}$	$S_6 = 2S_{xy} = 2S_{yx}$

Tableau 3.2 - Nomenclature des indices 3D des tenseurs de contraintes et les déformations.

La loi de Hooke étendue au cas anisotrope le plus général s'écrit finalement :

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

Ici, les composantes du tenseur de contrainte et du tenseur de déformation sont représentées par deux matrices colonnes de  $6 \times 1$  et non plus des matrices  $3 \times 3$  symétriques.

### 3.2.2 Relation entre le nombre de composantes élastiques indépendantes et la symétrie matérielle du matériau

Le silicium, matériau de base utilisé dans ces travaux, est anisotrope appartenant au système cristallin de type cubique. Ses propriétés mécaniques varient donc en fonction des directions, à l'inverse des matériaux isotropes, pour lesquels les relations linéaires entre contraintes et déformations sont les mêmes dans toutes les directions, indépendamment du repère d'écriture. C'est le cas des métaux utilisés pour les électrodes, par exemple. Quelle que soit la face du volume élémentaire soumise à une contrainte donnée, l'allongement relatif et la variation transversale des dimensions resteront les mêmes. Le comportement mécanique d'un solide isotrope est caractérisé par seulement deux coefficients élastiques indépendants. On choisit en général d'utiliser le module d'Young ( $E$ ) et le coefficient de Poisson ( $\nu$ ), respectivement définis comme le rapport de la contrainte axiale à la déformation axiale et comme l'opposé du rapport entre déformations transverse et axiale d'un barreau élancé isotrope soumis à un effort purement axial. Mais les propriétés élastiques du silicium, cubique, dépendent de trois constantes élastiques indépendantes : les notions de modules d'Young et de coefficient de Poisson peuvent être étendues aux matériaux anisotropes, à condition de les appliquer en connaissant les directions d'observation du comportement élastique par rapport au référentiel intrinsèque au matériau.

- Ainsi, le module d'Young ( $E$ ) ou module d'élasticité longitudinal représente la proportionnalité entre la contrainte longitudinale dans une direction et la déformation induite selon la même direction, les autres contraintes étant nulles,

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{T_{xx}}{S_{xx}} \quad \text{avec} \quad T_{xx} \text{ non nulle et } T_{yy} \text{ à } T_{xy} \text{ nulles} \\ E_y &= \frac{T_{yy}}{S_{yy}} \quad \text{avec} \quad T_{yy} \text{ seule contrainte non nulle} \\ E_z &= \frac{T_{zz}}{S_{zz}} \quad \text{avec} \quad T_{zz} \text{ seule contrainte non nulle} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Pour un matériau anisotrope à maille cubique,  $E_x = E_y = E_z = E$

- Dans un matériau isotrope, le coefficient de Poisson ( $\nu$ ) est défini comme l'opposé du rapport entre la déformation transversale et la déformation longitudinale qui dans le cas général anisotrope, peut prendre des valeurs différentes dans les trois directions du repère d'observation.

$$\begin{aligned}
v_{yx} &= -\frac{S_{yy}}{S_{xx}} \text{ et } v_{zx} = -\frac{S_{zz}}{S_{xx}} \text{ avec } T_{xx} \text{ seule contrainte non nulle} \\
v_{yz} &= -\frac{S_{yy}}{S_{zz}} \text{ et } v_{xz} = -\frac{S_{xx}}{S_{zz}} \text{ avec } T_{zz} \text{ seule contrainte non nulle} \\
v_{xy} &= -\frac{S_{xx}}{S_{yy}} \text{ et } v_{zy} = -\frac{S_{zz}}{S_{yy}} \text{ avec } T_{yy} \text{ seule contrainte non nulle}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Comme la matrice des souplesses doit être symétrique, il est nécessaire que  $\frac{v_{yx}}{E_x} = \frac{v_{xy}}{E_y}$  etc. Les coefficients de Poisson anisotropes sont employés pour les matériaux orthotropes. Pour un matériau cubique,  $v_{yx} = v_{yz} = v_{xz} = \nu$  dans le repère cristallographique. De plus  $v_{yx} = v_{xy}$ , etc. Ces paramètres sont difficilement exploitables directement dans les outils généraux de simulation dédiés aux matériaux anisotropes, et on préfère en général utiliser directement le tenseur d'élasticité. Pour les matériaux isotropes, on montre que la matrice d'élasticité prend la forme suivante :

$$C = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{pmatrix} \tag{3.12}$$

$$\text{Avec : } c_{11} = \frac{E(1 - \nu)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \text{ et } c_{12} = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}$$

Un cristal cubique tel que le silicium possède une faible anisotropie et de ce fait il est caractérisé par trois constantes élastiques indépendantes : les coefficients élastiques non nuls apparaissent aux mêmes positions dans la matrice d'un milieu isotrope, mais on perd la relation  $c_{66} = (c_{11} - c_{12})/2$ . De plus la structure de la matrice est modifiée lorsque le repère ne coïncide pas avec le repère dit cristallographique.

L'équation mécanique étendue au cas 3D peut être dérivé des lois de Newton et Hooke :

$$\text{Loi de Newton : } \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \tag{3.13}$$

$$\text{Loi de Hooke : } T_{ij} = \sum_{k=1}^{k=3} \sum_{l=1}^{l=3} c_{ijkl} S_{kl} \quad i, j \in \{1, 2, 3\} \tag{3.14}$$

En développant (Eq 3.13), les équations de l'élasticité linéaire s'écrivent finalement comme suit en adoptant les conventions de Voigt :

$$\begin{aligned}
T_{1,1} + T_{6,2} + T_{5,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \\
T_{6,1} + T_{2,2} + T_{4,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \\
T_{5,1} + T_{4,2} + T_{3,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

### 3.3 Dispersion acoustique

#### 3.3.1 Modes propres de vibration d'une plaque finie

La structure des résonateurs BAW est composée de différentes couches, principalement les matériaux des électrodes et de la structure vibrante avec des dimensions latérales finies. Ceci veut dire que les modes d'épaisseur décrits par le modèle de la plaque infinie s'en trouvent modifiés, la propagation des ondes élastiques dans la direction latérale de la structure influençant aussi le comportement électrique du résonateur BAW. Comme plusieurs types d'ondes guidées peuvent se propager dans la structure, il est important de clarifier la nomenclature utilisée pour ces différents modes.

Dans le cas unidimensionnel, en présence de modes d'extension-compression d'épaisseur purs, « TE » pour Thickness-Extensional en anglais, excités électro-statiquement, les particules du Si produisent un déplacement dans la direction verticale, c-à-d. celle du champ électrique appliqué à la surface. Ces modes sont qualifiés de modes longitudinaux, terme utilisé pour indiquer que le déplacement est colinéaire à la direction de propagation, indépendamment de celle-ci (épaisseur, longueur ou largeur de la plaque). D'autre part, on utilise le terme de modes transversaux pour faire référence aux ondes dont la direction de propagation et la direction de déplacement de particules sont orthogonales comme montré dans la figure 3.1. Ils incluent les modes de cisaillement d'épaisseur, « TS » pour Thickness-Shear en anglais, qui décrivent une vibration à polarisation horizontale se propageant dans l'épaisseur du wafer. Ces modes ne se prêtent pas à l'excitation électrostatique du fait que la force électrostatique s'exerçant sur un conducteur est colinéaire au champ électrique, toujours normal au conducteur.

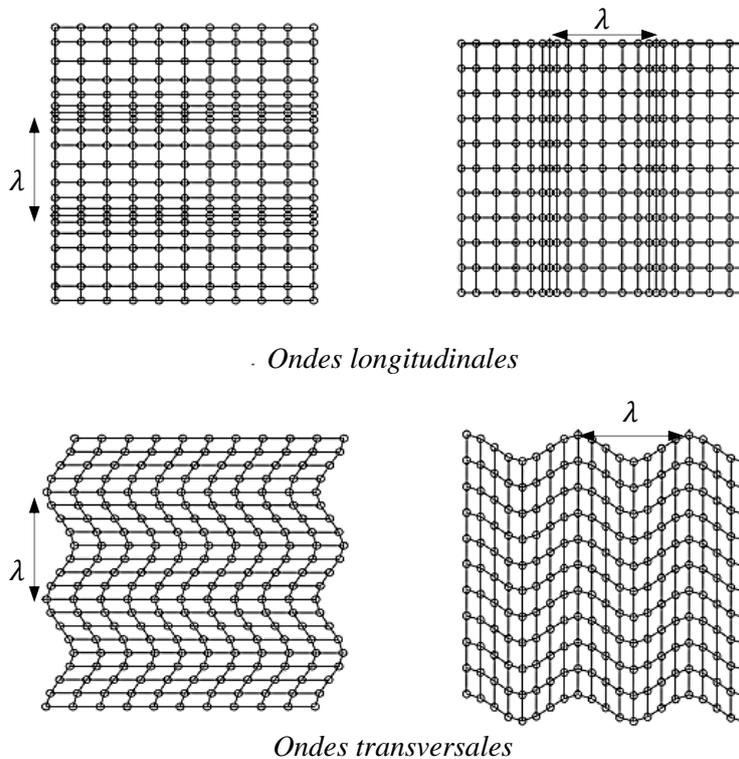


FIG. 3.1 – Illustration des modes de vibration longitudinaux (haut) et transversaux (bas) [Verdú Tirado, 2010].

Néanmoins, le cisaillement d'épaisseur peut être à l'origine de résonances parasites qui viennent perturber le comportement électrique du résonateur par effet de couplage linéaire avec le mode d'extension-compression d'épaisseur excité par la force électrostatique en surface. En fait, les modes idéalisés de la théorie unidimensionnelle ne peuvent satisfaire seuls les conditions aux limites d'une structure finie. Un modèle général qui permette de rendre compte de la façon dont ces modes idéalisés deviennent des cas limites de modes guidés incluant les modes latéraux est fourni par l'étude des courbes de dispersion. Celles-ci correspondent aux combinaisons générales d'ondes planes en incidence oblique capables de satisfaire des conditions aux limites uniformes sur les grandes faces de la plaque.

Les relations de dispersion sont des équations algébriques décrivant l'allure des courbes de dispersion dans une région donnée. Elles permettent d'étudier l'effet des dimensions latérales du résonateur sur le nombre d'onde latéral de la propagation guidée et, par voie de conséquence, sur la réponse électrique du résonateur.

### 3.3.2 Courbes de dispersion

Les courbes de dispersion peuvent être déterminées de façon indépendante connaissant l'épaisseur et l'orientation d'une plaque mince uniforme. Elles fournissent une information générique sur la structure vibrante. Nous allons dans ce qui suit tracer ces courbes de dispersion dans le cadre d'une étude 2D.

#### 3.3.2.1 Conditions de résonance dans le plan $(x_1, x_3)$

Pour analyser l'origine et les conditions de résonance des modes propres d'une plaque, nous allons procéder à une étude en deux dimensions autour du fondamental d'extension-compression d'épaisseur d'une plaque de silicium monocristallin, d'orientation cristallographique (100) et d'une épaisseur  $h$  selon  $ox_3$  ayant un système d'axe orthogonaux (Fig.3.2) :

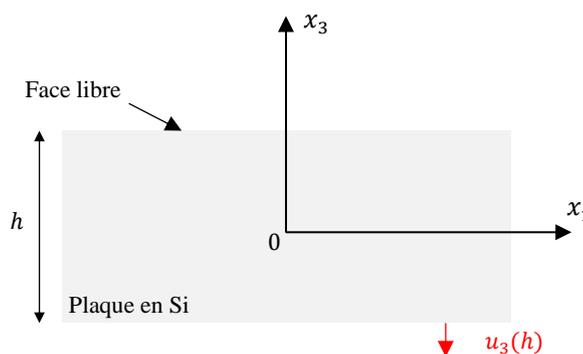


FIG. 3.2 - Plaque 2D d'épaisseur  $h$  selon  $ox_3$  et infinie selon  $x_1, x_2$ .

Par hypothèse, la structure est supposée infinie selon les directions  $x_1$  et  $x_2$ .

De la section précédente, nous avons vu que, le silicium monocristallin isotrope appartenant à la classe cubique, sa matrice de constantes élastiques comprend trois paramètres indépendants  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  et  $c_{44}$  et se présente comme suit :

$$C = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

En développant la loi de Newton donnée en (3.13) et en supposant le déplacement selon  $x_2$  nul, on écrit les équations d'équilibre d'élasticité se simplifient comme suit :

$$\begin{aligned} T_{1,1} + T_{5,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \\ T_{6,1} + T_{4,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \\ T_{5,1} + T_{3,3} &= \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Suivant les mêmes hypothèses, les expressions des contraintes fournies par la loi de Hooke généralisée sont les suivantes :

$$\begin{aligned} T_1 &= c_{11}u_{1,1} + c_{13}u_{3,3} \\ T_3 &= c_{31}u_{1,1} + c_{33}u_{3,3} \\ T_4 &= c_{44}u_{2,3} \\ T_5 &= c_{44}(u_{1,3} + u_{3,1}) \\ T_6 &= c_{44}u_{2,1} \end{aligned} \quad (3.18)$$

En remplaçant (3.18) dans les équations d'équilibre, nous obtenons :

$$\begin{aligned} c_{11}u_{1,11} + c_{13}u_{3,31} + c_{44}u_{1,33} + c_{44}u_{3,13} &= \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \\ c_{44}u_{2,11} + c_{44}u_{2,33} &= \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} \\ c_{44}u_{3,11} + (c_{13} + c_{44})u_{1,13} + c_{33}u_{3,33} &= \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

De 3.19 nous pouvons clairement constater que le déplacement  $u_2$  est complètement découplé de  $u_1$  et  $u_3$  . Considérant l'épaisseur de la plaque égale à  $h$ , les conditions aux limites à ces surfaces s'écrivent :

$$\begin{aligned} T_5 &= c_{44}(u_{1,3} + u_{3,1})|_{\pm h/2} = 0 \\ T_4 &= c_{44}u_{2,3}|_{\pm h/2} = 0 \\ T_3 &= c_{31}u_{1,1} + c_{33}u_{3,3}|_{\pm h/2} = 0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

Nous remarquons que l'ensemble  $(u_1, u_3)$  reste découplé de  $u_2$  tant dans les équations d'équilibre que dans les conditions limites. Nous allons nous limiter dans un premier temps aux solutions de composantes  $u_1, u_3$  puisque nous sommes pas intéressés par les modes transverses horizontaux (TH). Ainsi, les équations d'équilibre 2D deviennent :

$$\begin{aligned}
c_{11}u_{1,11} + (c_{13} + c_{44})u_{3,13} + c_{44}u_{1,33} &= \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} \\
c_{44}u_{3,11} + (c_{13} + c_{44})u_{1,13} + c_{33}u_{3,33} &= \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Puisque les surfaces supposées libres de toutes contraintes ont leur normale suivant  $x_3 = \pm h/2$ , les conditions aux limites se réduisent à :

$$\begin{aligned}
T_5 &= c_{44}(u_{1,3} + u_{3,1})|_{\pm h/2} = 0 \\
T_3 &= c_{31}u_{1,1} + c_{33}u_{3,3}|_{\pm h/2} = 0
\end{aligned} \tag{3.22}$$

La recherche de solutions élémentaires de parité donnée permet de simplifier l'écriture des solutions en cohérence avec les symétries de la structure. Avec une électrode externe d'un seul tenant au centre de la zone vibrante, la recherche du fondamental d'extension-compression permet de se restreindre aux modes propres présentant une composante de déplacement  $u_3$  antisymétrique suivant le sens de l'épaisseur (axe vertical) et symétrique suivant  $x_1$  (direction de guidage).

Les conditions de résonance du déplacement mécanique résultent des conditions aux limites. Nous considérons donc les solutions élémentaires suivantes :

$$\begin{aligned}
u_1 &= \beta_1 \cos k_z x_3 \sin k_x x_1 e^{-i\omega t} \\
u_3 &= \beta_3 \sin k_z x_3 \cos k_x x_1 e^{-i\omega t}
\end{aligned} \tag{3.23}$$

où  $\beta_1$  et  $\beta_3$  représentent les amplitudes de vibration des ondes planes selon  $x_1$  et  $x_3$  respectivement, et,  $k_z$  et  $k_x$  sont les nombres d'onde vertical et horizontal, respectivement.

Les équations d'équilibre données par (3.21) deviennent alors :

$$\begin{aligned}
(\rho\omega^2 - c_{11}k_x^2 - c_{44}k_z^2)\beta_1 - (c_{13} + c_{44})k_z k_x \beta_3 &= 0 \\
-(c_{13} + c_{44})k_z k_x \beta_1 - (\rho\omega^2 - c_{44}k_x^2 - c_{33}k_z^2)\beta_3 &= 0
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Nous avons donc bien les mêmes équations quelle que soit la forme exprimant le déplacement d'une onde plane. Ainsi, pour avoir des amplitudes ( $\beta_1, \beta_3$ ) non nulles des ondes planes, le déterminant du système (3.24) exprimé sous forme matricielle (3.25) doit être nulle.

$$\begin{bmatrix} \rho\omega^2 - c_{11}k_x^2 - c_{44}k_z^2 & -(c_{13} + c_{44})k_z k_x \\ -(c_{13} + c_{44})k_z k_x & (\rho\omega^2 - c_{44}k_x^2 - c_{33}k_z^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_1 \\ \beta_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3.25}$$

Le déterminant de ce système s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned}
d &= k_z^4 c_{33} c_{44} + k_z^2 [-\rho\omega^2 (c_{33} + c_{44}) + k_x^2 (c_{11} c_{33} - c_{13}^2 - 2c_{13} c_{14})] \\
&\quad + (\rho\omega^2 - c_{11} k_x^2) (\rho\omega^2 - c_{44} k_x^2)
\end{aligned} \tag{3.26}$$

Les nombres d'onde doivent alors satisfaire la condition suivant :

$$d = ak_z^4 + b(\omega, k_x)k_z^2 + c(\omega, k_x) = 0 \tag{3.27}$$

avec  $d$ , une équation du second degré, pouvant être résolue précisément puisqu'elle est biquadratique en terme de  $k_z$ . En effet, (Eq 3.26) permet d'éliminer  $k_z^2$  en fonction de la

pulsation  $\omega$  et du nombre d'onde horizontal  $k_x$ , ( $k_z^2(\omega, k_x)$ ). Deux situations sont à considérer à ce niveau :

- $k_x = 0$ , le cas du mode d'extension-compression d'épaisseur pur. Un calcul classique des solutions  $k_z^2$  à partir de l'équation (3.26), conduit aux formules :

$$\begin{cases} k_{zTS}^2 c_{44} \approx \rho \omega^2 \\ k_{zTE}^2 c_{33} \approx \rho \omega^2 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} u_1 = 0 \\ u_3 = \beta_3 \sin k_z x_3 e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (3.28)$$

avec  $k_{zTE}$  et  $k_{zTS}$ , les nombres d'onde verticaux caractérisant le mode d'extension-compression d'épaisseur et le mode de cisaillement d'épaisseur, respectivement. Ces solutions représentent les modes qui se propagent dans l'épaisseur, c'est-à-dire, soit les modes d'extension-compression d'épaisseur, soit, les modes de cisaillement d'épaisseur.

- $\frac{k_x}{k_z} \rightarrow 0$ , le cas asymptotique, qui correspond à l'hypothèse de vibration d'épaisseur. Ceci permet de donner le départ des courbes de dispersion ainsi qu'une indication sur leur couplage avec l'axe des vertical ( $\omega$ ). En effectuant le développement de Taylor au plus bas degré pour  $k_x \rightarrow 0$ , nous obtenons les expressions asymptotiques des nombres d'onde verticaux suivantes :

$$\frac{c_{ij} k_x^2}{\rho \omega^2} \ll 1 \Rightarrow \begin{cases} k_{zTS}^2 c_{44} \approx \rho \omega^2 - k_x^2 \left[ c_{33} + \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{44} - c_{33}} \right] \\ k_{zTE}^2 c_{33} \approx \rho \omega^2 - k_x^2 \left[ c_{44} + \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{33} - c_{44}} \right] \end{cases} \quad (3.29)$$

L'expansion du second ordre de  $k_z^2(\omega, k_x)$  est actuellement le noyau du modèle asymptotique de Tiersten [Stevens et Tiersten, 1986].

Quand le déterminant du système (3.25) s'annule, les deux équations de ce système deviennent mathématiquement identiques de sorte que le rapport entre les deux amplitudes  $\beta_1$  et  $\beta_3$  peut être dérivé à partir de chaque ligne du système linéaire. Néanmoins, pour éviter toute forme d'indétermination qui pourrait se produire dans le cas où les facteurs des deux amplitudes s'annulent simultanément, nous préférons systématiquement la manière suivante pour calculer le rapport des amplitudes :

- Cas du mode de cisaillement d'épaisseur (Quasi-thickness–Shear TS), ( $\xi/\eta \rightarrow 0$ ) :

$$\Rightarrow \begin{cases} \beta_1 \neq 0 \\ \beta_3 \rightarrow 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \beta_1 = \rho \omega^2 - c_{44} k_x^2 - c_{33} k_z^2 \\ \beta_3 = (c_{13} + c_{44}) k_z k_x \end{cases} \quad (3.30)$$

- Cas du mode d'extension-compression d'épaisseur (Quasi-thickness–extensional TE), ( $k_x/k_z \rightarrow 0$ ) :

$$\Rightarrow \begin{cases} \beta_1 \rightarrow 0 \\ \beta_3 \neq 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \beta_1 = (c_{13} + c_{44}) k_z k_x \\ \beta_3 = \rho \omega^2 - c_{11} k_x^2 - c_{44} k_z^2 \end{cases} \quad (3.31)$$

Les équations (3.29) et (3.31) permettent de déterminer analytiquement les solutions élémentaires nécessaires pour calculer les branches des courbes de dispersion dans la région

ou le nombre d'onde latéral  $k_x$  est petit, c'est-à-dire, au voisinage de l'axe vertical du plan ( $k_x, \omega$ ). Ces solutions élémentaires des équations aux dérivées partielles sont appelées, ondes partielles (PW pour *Partial Waves*).

À ce niveau, nous pouvons facilement vérifier qu'aucune de ces deux solutions asymptotiques ne peut satisfaire seule les conditions aux limites (3.22), car une seule composante indépendante d'amplitude ne peut satisfaire deux conditions simultanément. Il est donc indispensable de construire une solution générale sur une combinaison linéaire de deux solutions asymptotiques du système (3.22) :

$$\begin{cases} u_1 = u_1^{TS} + u_1^{TE} = (\beta_1^{TS} \cos k_{zTS} x_3 + \beta_1^{TE} \cos k_{zTE} x_3) \sin k_x x_1 \\ u_3 = u_3^{TS} + u_3^{TE} = (\beta_3^{TS} \sin k_{zTS} x_3 + \beta_3^{TE} \sin k_{zTE} x_3) \cos k_x x_1 \end{cases} \quad (3.32)$$

où  $\beta^{TS}$  et  $\beta^{TE}$  sont des constantes non nulles, représentant les amplitudes de vibration du mode de cisaillement et du mode d'extension compression d'épaisseur, respectivement.

De cette manière nous pouvons prendre  $\beta_3^{TE}$  pour le mode d'extension compression, *TE*, et  $\beta_1^{TS}$  pour le mode de cisaillement, *TS*, comme des inconnues essentielles dans l'étude de couplage réciproque créé par les conditions limites suivantes :

$$\begin{cases} T_{31} = c_{44} [u_{1,3}^{TS} + u_{1,3}^{TE} + u_{3,1}^{TS} + u_{3,1}^{TE}]_{\pm \frac{h}{2}} = 0 \\ T_{33} = [c_{13}(u_{1,1}^{TS} + u_{1,1}^{TE}) + c_{33}(u_{3,3}^{TS} + u_{3,3}^{TE})]_{\pm \frac{h}{2}} = 0 \end{cases} \quad (3.33)$$

En substituant x la combinaison de déplacements (3.32) nous pouvons mettre ce système sous la forme suivante :

$$\begin{cases} - \left[ \beta_1^{TS} \left( k_{zTS} + \frac{\beta_3^{TS}}{\beta_1^{TS}} k_x \right) \sin k_{zTS} \frac{h}{2} + \beta_3^{TE} \left( k_x + \frac{\beta_1^{TE}}{\beta_3^{TE}} k_{zTE} \right) \sin k_{zTE} \frac{h}{2} \right] \sin k_x x_1 = 0 \\ \left[ \beta_1^{TS} \left( c_{13} k_x + c_{33} k_{zTS} \frac{\beta_3^{TS}}{\beta_1^{TS}} \right) \cos k_{zTS} \frac{h}{2} + \beta_3^{TE} \left( c_{33} k_{zTE} + c_{13} \frac{\beta_1^{TE}}{\beta_3^{TE}} k_x \right) \right] \cos k_x x_1 = 0 \end{cases} \quad (3.34)$$

Ce système doit être valable quel que soit  $x_1$ , avec ;  $\beta_1^{TS} \neq 0$  et  $\beta_3^{TE} \neq 0$ , selon :

$$\begin{aligned} \text{TS : } & \begin{cases} \beta_1^{TS} \neq 0 \\ \beta_3^{TE} \rightarrow 0 \end{cases} \Rightarrow \frac{\beta_3^{TE}}{\beta_1^{TS}} \approx \frac{(c_{13} + c_{44}) k_x k_{zTS}}{\rho \omega^2 - c_{33} k_{zTS}^2} \\ \text{TE : } & \begin{cases} \beta_1^{TS} \rightarrow 0 \\ \beta_3^{TE} \neq 0 \end{cases} \Rightarrow \frac{\beta_1^{TS}}{\beta_3^{TE}} \approx \frac{(c_{13} + c_{44}) k_x k_{zTE}}{\rho \omega^2 - c_{44} k_{zTE}^2} \end{aligned} \quad (3.35)$$

En substituant, (3.35) dans (3.34), nous obtenons le système matriciel suivant pour  $\xi/\eta \rightarrow 0$  :

$$\begin{bmatrix} k_{zTS} \left( 1 + \frac{k_x^2}{k_{zTS}^2} \left( \frac{c_{13} + c_{44}}{c_{44} - c_{33}} \right) \right) \sin k_{zTS} \frac{h}{2} & k_x \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{33} - c_{44}} \right) \sin k_{zTE} \frac{h}{2} \\ k_x c_{44} \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{44} - c_{33}} \right) \cos k_{zTS} \frac{h}{2} & k_{zTE} \left( c_{33} + c_{13} \frac{k_x^2}{k_{zTE}^2} \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{33} - c_{44}} \right) \right) \cos k_{zTE} \frac{h}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_1^{TS} \\ \beta_3^{TE} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.36)$$

En effectuant des simplifications algébriques et en ne retenant que les termes de plus bas degré dans  $k_x/k_{z_i}$ , avec  $i = TS$  ou  $TE$ , nous obtenons :

$$\Rightarrow \begin{bmatrix} k_{z_{TS}} \sin k_{z_{TS}} \frac{h}{2} & k_x \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{33} - c_{44}} \right) \sin k_{z_{TE}} \frac{h}{2} \\ k_x c_{44} \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{44} - c_{33}} \right) \cos k_{z_{TS}} \frac{h}{2} & k_{z_{TE}} c_{33} \cos k_{z_{TE}} \frac{h}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \beta_1^{TS} \\ \beta_3^{TE} \end{bmatrix} = 0 \quad (3.37)$$

Ce système nous permet d'écrire l'équation matricielle (3.36), où seules les amplitudes  $\beta_1^{TS}$  et  $\beta_3^{TE}$  sont les inconnues principales. L'équation matricielle (3.36) admet des solutions à condition que son déterminant soit nul, ce qui revient à écrire l'équation suivante :

$$k_{z_{TS}} k_z c_{33} \sin k_{z_{TS}} \frac{h}{2} \cos k_{z_{TE}} \frac{h}{2} - k_x^2 c_{44} \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{33} - c_{44}} \right)^2 \sin k_{z_{TE}} \frac{h}{2} \cos k_{z_{TS}} \frac{h}{2} = 0 \quad (3.38)$$

Cependant ; si  $k_x \rightarrow 0$  dans (Eq 3.26), nous aurons :

$$k_{z_{TS}} k_{z_{TE}} c_{33} \sin k_{z_{TS}} \frac{h}{2} \cos k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = 0 \quad (3.39)$$

Sachant que  $c_{33} \neq 0$ , les solutions triviales de cette équation sont telles que :

$$\begin{cases} k_{z_{TS}} = 0 \\ \sin k_{z_{TS}} \frac{h}{2} = 0 \\ k_{z_{TS}} \frac{h}{2} = p\pi + \varepsilon \end{cases} \quad et \quad \begin{cases} k_{z_{TE}} = 0 \\ \cos k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = 0 \\ k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = (2p + 1) \frac{\pi}{2} + \varepsilon \end{cases} \quad (3.40)$$

Nous avons donc deux solutions indépendantes où  $\varepsilon$  est une quantité à déterminer, permettant de rendre compte du fait que le nombre d'onde latéral  $k_x$  n'est pas nul et de ce fait les termes en  $k_x$  vont avoir une petite incidence sur les solutions considérées dans la quantité  $\varepsilon$ .

Sachant que plus  $k_x$  est grand, moins le  $\varepsilon$  sera petit puisqu'il s'agit d'un système continu. Cependant, nous ne nous intéresserons qu'au cas où le mode d'extension-compression d'épaisseur est le dominant, nous privilégions donc les solutions en :

$$\cos k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = 0 \Rightarrow k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = n \frac{\pi}{2} + \varepsilon_n, \text{ avec } n, \text{ impair} = 1, 3, 5 \dots \quad (3.41)$$

En se basant sur la formule approximative,  $\tan k_{z_{TE}} \frac{h}{2} = -\frac{1}{\varepsilon_n}$ , nous pouvons déterminer  $\varepsilon_n$  à partir du développement limité de l'équation du système matriciel (3.36) qui s'écrit comme suit :

$$\varepsilon_n = k_x^2 \frac{c_{44}}{c_{33}} \left( \frac{c_{33} + c_{13}}{c_{33} - c_{44}} \right)^2 \frac{4h^2}{n^2 \pi^2 \tan \left( k_{z_{TS}} \frac{h}{2} \right)} \quad (3.42)$$

En considérant la condition sur la résonance du TE suivante :

$$k_{z_{TE}}^2 = \frac{n^2 \pi^2}{h^2} + \varepsilon_n \pi \quad (3.43)$$

$k_{zTE}$  est à présent connu, nous pouvons déduire  $k_{zTS}$  en considérant  $k_x = 0$

$$\begin{aligned} \rho\omega^2 &\approx k_{zTS}^2 c_{44} \approx k_{zTE}^2 c_{33} \\ \Rightarrow k_{zTS} &= k_{zTE} \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Nous déduisons alors l'équation de dispersion pour le mode d'extension-compression d'épaisseur d'une plaque à plans parallèles qui exprime la relation entre la fréquence angulaire  $\omega$  et le nombre d'onde latéral  $k_x$  en fonction des paramètres matériau :

$$\rho\omega^2 - \left(\frac{n\pi}{2h}\right)^2 c_{33} - k_x^2 \left[ c_{44} + \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{33} - c_{44}} + \frac{4c_{44}(c_{13} + c_{33})^2}{(c_{33} - c_{44})^2 n\pi \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}}} \cot\left(\frac{n\pi}{2h} \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}}\right) \right] = 0 \quad (3.45)$$

Cste

avec l'approximation  $k_x/k_z \rightarrow 0$

Nous constatons d'après (3.45) que la relation de dispersion dépend du matériau constituant la plaque (constante élastique) et du mode acoustique (cisaillement, extension-compression) qui est susceptible d'être excité électro-statiquement dans le résonateur. Pour un rang de partiel en épaisseur donné  $n$ , il existe une série de résonances parasites généralement présentes dans le comportement électrique du résonateur BAW.

#### Écriture sans dimension :

Une écriture sans dimension présente un avantage dans la mesure où elle peut éliminer les problèmes techniques tels que les exceptions de virgules flottantes et le conditionnement numérique pauvre. À cet effet, nous effectuons ainsi les changements de variable suivants :

$$\begin{aligned} k_{zTS} &= k_{zTE} \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}} \\ \omega &= \Omega\omega_0 \quad \text{avec} \quad \omega_0^2 = \frac{c_{44}}{\rho} k_{z0}^2 \quad \text{et} \quad k_{z0}^2 = \frac{\pi}{2h} \\ k_{zn} &= \frac{k_z}{k_{z0}} \quad k_v = \frac{k_x}{k_{z0}} \quad \frac{C_{ij}}{c_{44}} \equiv k_{ij} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Les courbes de dispersion vont être tracées comme :  $\Omega = f(k_v)$ , avec  $k_v$  le nombre d'onde latéral sans dimension de l'onde guidée se propageant parallèlement à la surface le long de la direction  $x_1$  de la plaque.

En tenant compte des écritures sans dimension, le déterminant des équations aux dérivées partielles (3.26) prend la forme suivante :

$$d = \begin{bmatrix} \Omega^2 - k_{11}k_v^2 - k_{zn}^2 & -(1 + k_{13})k_vk_{zn} \\ -(1 + k_{13})k_vk_{zn} & \Omega^2 - k_v^2 - k_{33}k_{zn}^2 \end{bmatrix} \quad (3.47)$$

Le développement asymptotique des modes quasiment d'épaisseur donne

$$\begin{bmatrix} k_{zn_{TS}}^2 \approx \Omega^2 - k_v^2 \left( k_{33} + \frac{(1 + k_{13})^2}{1 - k_{33}} \right) \\ k_{33} k_{zn_{TE}}^2 \approx \Omega^2 - k_v^2 \left( 1 + \frac{(1 + k_{13})^2}{k_{33} - 1} \right) \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

qui est mathématiquement équivalent au système (3.29). Les facteurs d'amplitudes sont donc les suivants :

$$TS \Rightarrow \begin{cases} \beta_1^{TS} = \Omega^2 - k_v^2 - k_{33} k_{zn}^2 \\ \beta_3^{TE} = (1 + k_{13}) k_v k_{zn} \end{cases} \quad (a) \quad (3.49)$$

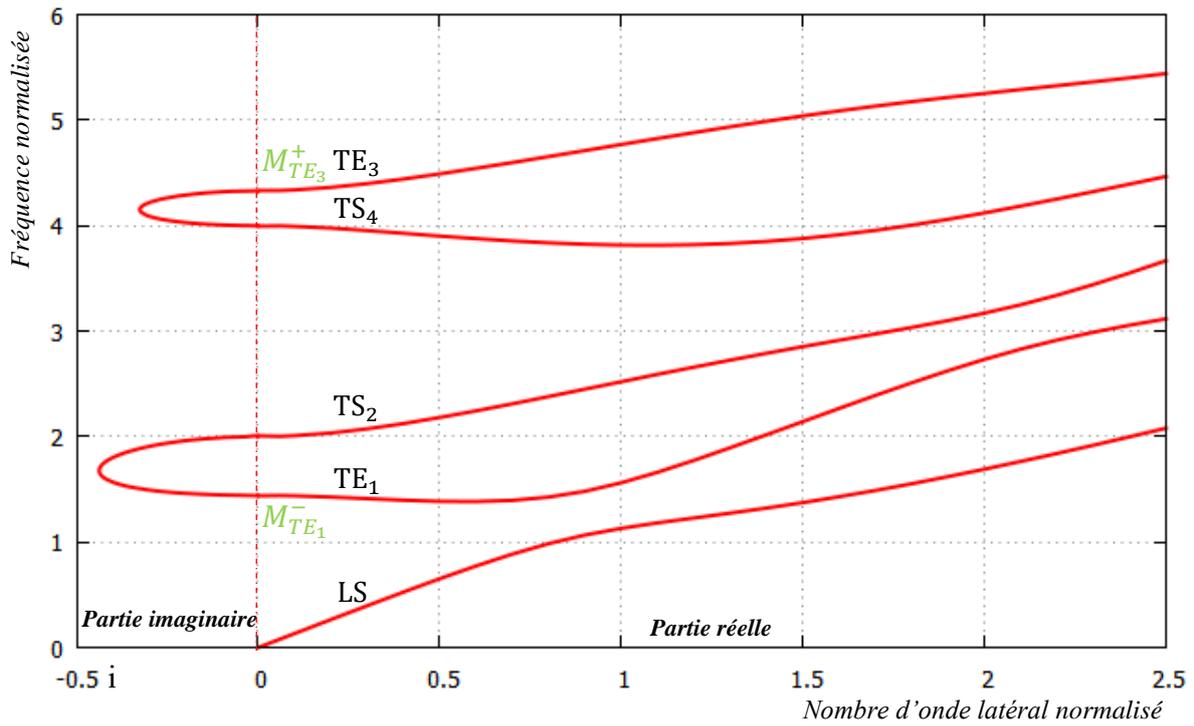
$$TE \Rightarrow \begin{cases} \beta_1^{TS} = (1 + k_{13}) k_v k_{zn} \\ \beta_3^{TE} = \Omega^2 - k_{11} k_v^2 - k_z^2 \end{cases} \quad (b)$$

Sachant que, le système (3.49-a), est adapté pour les ondes de cisaillement avec  $\beta_1^{TS} \neq 0$  si  $k_v \rightarrow 0$ . Le système (3.49-b) est adapté pour les ondes d'extension-compression avec  $\beta_3^{TE} \neq 0$  si  $k_v \rightarrow 0$ .

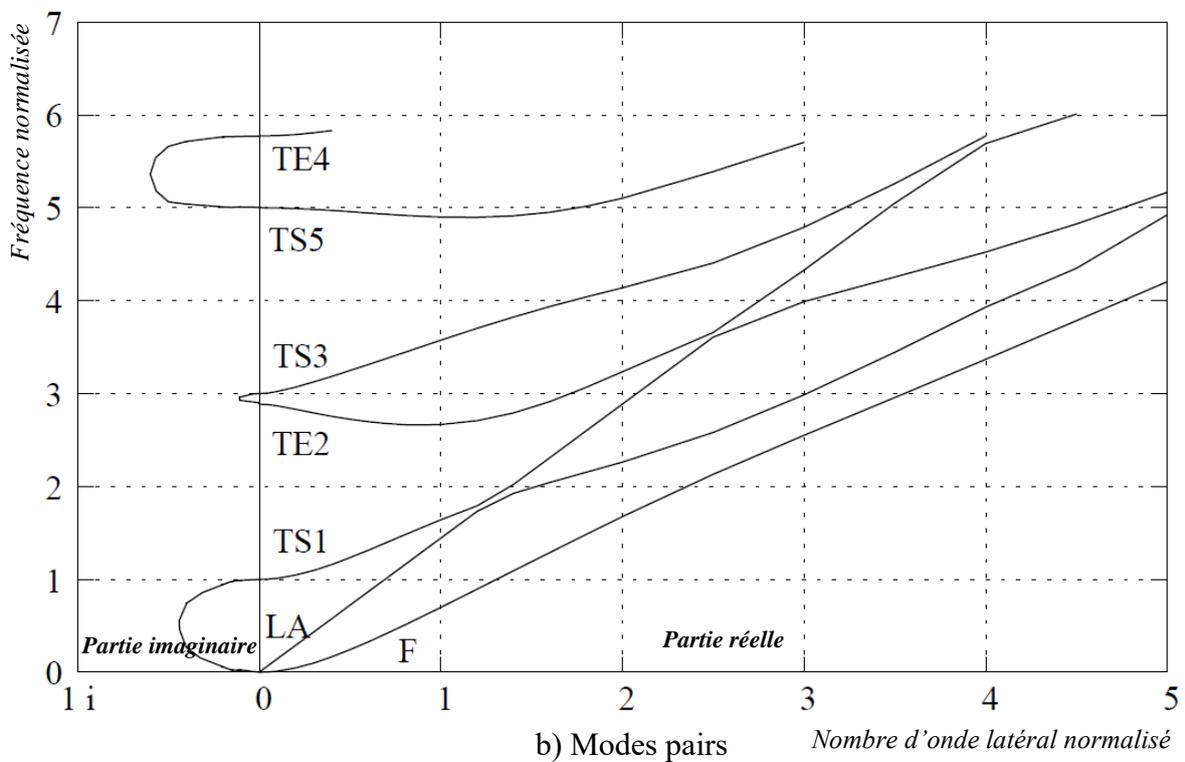
Ces étapes basiques consistent en la détermination des branches des courbes de dispersion dans le plan sagittal  $(x_1, x_3)$ , qui satisfassent les conditions limites sur les grandes surfaces de la plaque précédemment établies. À l'aide d'un programme sous Scilab fait par Mr B. DULMET, nous avons pu tracer les courbes de dispersion ci-dessous pour les modes pairs et les modes impairs, (Fig.3.3), incluant les branches des modes d'extension-compression d'épaisseur et les modes de cisaillement.

Nous pouvons noter des courbes de dispersions tracées ci-dessus (Fig.3.3-a) que les modes de flexion sont régis par les branches de cisaillement d'épaisseur et les modes d'extension-compression d'épaisseur sont régis par les branches des ondes de Lamb. Le départ de la courbe  $TE_1$  au voisinage du nombre d'onde horizontal nul,  $k_x = 0$ , est bien égal à  $(\sqrt{c_{33}/c_{44}})$  qui représente la fréquence normalisée  $\Omega$  et vaut 1,44. Pour la troisième harmonique,  $TE_3$ , la fréquence normalisée est multipliée par trois et vaut donc 4,32. Concernant, le départ de la courbe  $TS_2$  au voisinage du nombre d'onde horizontal nul, est bien égal à la racine carrée de  $c_{44}$  sur  $c_{44}$  ( $\sqrt{c_{44}/c_{44}} = 1$ ) qui représente la fréquence normalisée multipliée par et vaut donc 2.

Il faut aussi remarquer que le premier mode de cisaillement d'épaisseur  $TS_1$  survient à des fréquences très basses, conduisant à un effet sur la fréquence fondamentale de résonance du résonateur BAW presque négligeable, tandis que la seconde harmonique du mode de cisaillement d'épaisseur  $TS_2$  est proche de la fréquence du mode fondamental d'épaisseur  $TE_1$ . Dans certains matériaux, dont nous qualifions la dispersion de « type I », la fréquence de résonance du  $TS_2$  se trouve en-dessous de la fréquence de résonance du  $TE_1$ , dans d'autres matériaux, dont nous qualifions la dispersion de « type II », le mode  $TS_2$  se produit au-dessus du mode  $TE_1$ .



a) Modes impairs



b) Modes pairs

FIG. 3.3 - Courbes de dispersion montrant les branches impaires des modes d'extension-compression d'épaisseur et les modes de cisaillement pour un matériau (silicium) de dispersion type 2. a) Modes impairs, b) modes pairs.

### 3.3.2.2 Constante de dispersion

De l'équation de dispersion donnée par la relation (3.45), nous voyons clairement que le nombre d'onde latéral dépend de la constante délimitée par l'accolade dite constante de dispersion  $M_n$  (3.50). Cette constante peut être positive ( $M_n > 0$ ) pour les matériaux avec une dispersion type I, ou négative ( $M_n < 0$ ) pour les matériaux avec une dispersion type II. En d'autres termes, les courbes de dispersions sont dites de type I ou de type II en fonction du matériau dans lequel va s'effectuer la vibration de la plaque ou de l'empilement du résonateur. En conclusion, le type de dispersion dans les résonateurs BAW est donnée par la relation entre la fréquence de résonance du mode d'extension d'épaisseur TE et les modes de cisaillement d'épaisseur TS.

$$M_n = c_{44} + \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{33} - c_{44}} + \frac{4c_{44}(c_{13} + c_{33})^2}{(c_{33} - c_{44})^2 n \pi \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}}} \cot\left(\frac{n\pi}{2h} \sqrt{\frac{c_{33}}{c_{44}}}\right) \quad (3.50)$$

Pour le cas du fondamental d'extension-compression d'épaisseur,  $M_1$  vaut  $-97,94 \text{ GPa}$ . La courbure du  $TE_1$  au départ de sa branche est négative. Nous avons réalisé une régression linéaire de la branche  $TE_1$  au voisinage de  $k_x/k_z \rightarrow 0$ , à partir des courbes de dispersion précédemment établies (Fig.3.3-a) pour s'assurer de la tendance négative de la courbe de dispersion du  $TE_1$  étant donné que celle-ci n'est pas visible sur la (Fig.3.3-a).

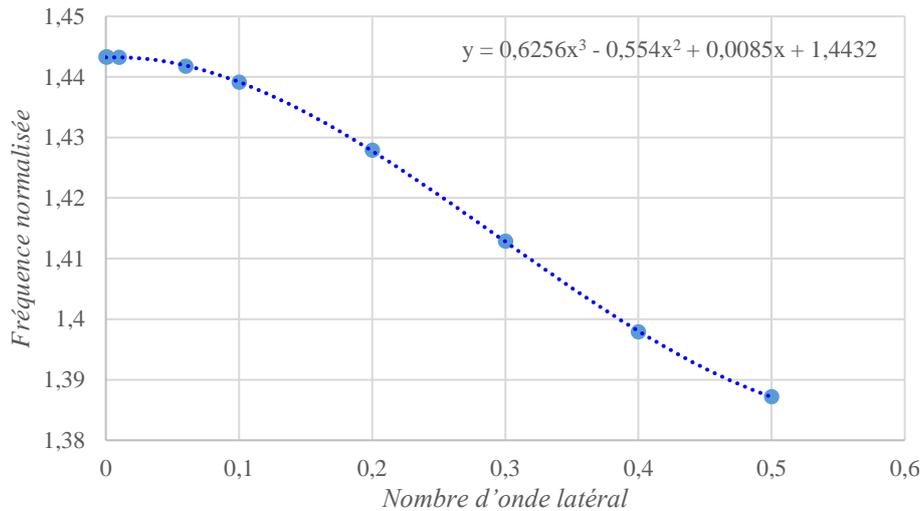


FIG. 3.4 - Fit au voisinage du départ de la courbe du  $TE_1$ .

La régression présentée ici permet de retrouver le comportement asymptotique parabolique de la courbe de dispersion au voisinage de l'axe des nombres d'onde latéraux qui se présente sous la forme d'une régression polynomiale d'ordre 3.

## 3.4 Le concept d'énergie piégée

Les seuls résonateurs MEMS-RF appliquant aux ondes élastiques les principes généraux du piégeage d'énergie par bande d'arrêt sont à ce jour des résonateurs piézoélectriques à ondes de volume, de surface ou d'interface. Au contraire, les résonateurs MEMS-RF à excitation

électrostatique s'appuient systématiquement sur des résonances structurelles, nécessitant par principe la réalisation de structures de maintien entre le résonateur proprement dit et son substrat de base. Ces structures doivent être accordées et optimisées pour minimiser les pertes acoustiques dans le substrat et obtenir une valeur de coefficient de qualité  $Q$  la plus élevée possible. Cependant, il est nécessaire d'optimiser le confinement de l'énergie mécanique dans la partie active du résonateur [Belkadi et al., 2015], [Belkadi, Baron et al., 2015]. De cette manière, le déplacement mécanique contribuera au champ électrique total sous l'électrode supérieure et donc à la charge électrique totale du résonateur. Toute l'énergie qui s'échappe de la partie active est perdue. Afin de pallier ce problème, deux structures caractéristiques peuvent être définies : les structures classiques dites « mesa » introduites par Shockley ou les structures « mesa-inversées ». Nous évoquerons par la suite la structure adaptée à notre cas (selon le type de dispersion de notre résonateur). Des améliorations seront ensuite proposées dans la section (3.5).

### 3.4.1 Concept de piégeage selon Shockley

Le concept a été introduit par Shockley pour l'étude de confinement par l'effet de la masse de l'électrode d'actionnement dans les résonateurs piézoélectriques dans [Shockley, 1963], qui a dit que : Si la région entourant la région active « mécaniquement chargée » dans un résonateur BAW ( $x < -L$  et  $x > L$  comme dans la figure ci-après), c'est-à-dire, le domaine I et III (Fig.3.5), présente une fréquence de coupure supérieure à la fréquence d'excitation, l'énergie vibratoire est essentiellement confinée dans la région active ( $-L < x < L$ ), c'est-à-dire, le domaine II, avec une distribution d'énergie diminuant de façon exponentielle vers les bords du résonateur. En d'autres termes, l'énergie vibratoire est piégée dans une région définie.

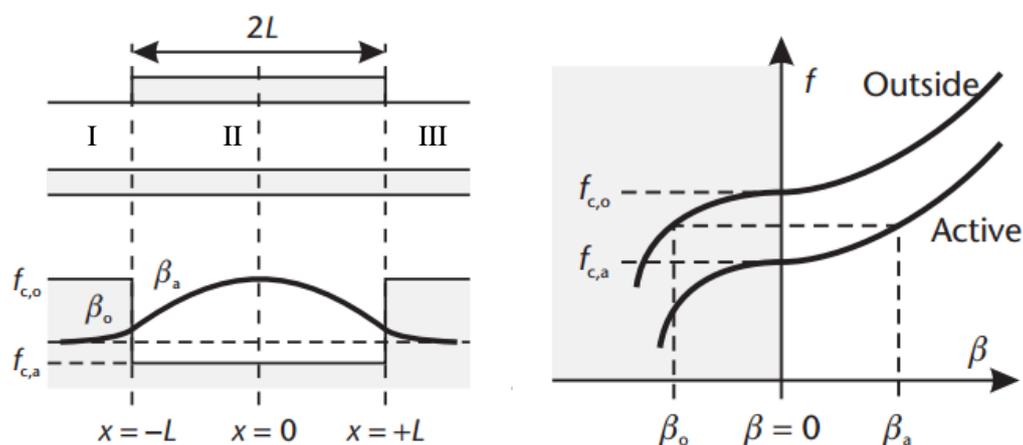


FIG. 3.5 - Concept d'énergie piégée selon Shockley. a) Diagramme de fréquences de coupure d'un résonateur BAW avec une dispersion de type I, b) Courbes de dispersion du mode d'extension-compression d'épaisseur TE1 dans les régions active et externe. [Hashimoto, 2009]

La constante de propagation latérale  $\xi_x$  peut être purement réelle, purement imaginaire ou complexe, conduisant à une propagation d'ondes sinusoïdales, à des ondes en exponentielle décroissante ou à une propagation d'ondes sinusoïdales atténuées, respectivement.

Les résonateurs BAW peuvent être assimilés à des guides d'ondes acoustiques avec une certaine fréquence de coupure, où le nombre d'ondes latéral peut être lié avec les fréquences de coupure déterminées en supposant que le résonateur est infini selon sa direction latérale.

Elles sont ainsi déterminées directement par le matériau et l'épaisseur des couches constituant la structure du résonateur. La relation entre le nombre d'ondes latéral et les fréquences de coupure peut s'écrire ainsi :

$$k_x = \sqrt{M_n (\omega_i^2 - \omega_c^2)} \text{ avec } i: \text{ domaine I, II ou III} \quad (3.51)$$

Cependant, on peut voir de (3.51) que  $k_x$  dépend également du paramètre  $M_n$ . Il s'agit du paramètre décrivant le type de dispersion qui peut être positive  $M_n > 0$  pour les matériaux avec une dispersion dite de type I et  $M_n < 0$  pour les matériaux avec une dispersion dite type II. Cependant, en fonction du matériau dans lequel va s'effectuer la vibration ou de l'empilement du résonateur, les courbes de dispersion peuvent être de type I ou de type II.

De la section précédente (3.3), le tracé des courbes de dispersion montre clairement que la branche du second harmonique du mode transverse  $TS_2$  est localisée au-dessus de la branche du mode longitudinal d'épaisseur TE, ce qui nous implique une dispersion de type II. Nous allons donc restreindre notre étude à ce type de dispersion.

### 3.4.2 Configuration simple mesa inversée

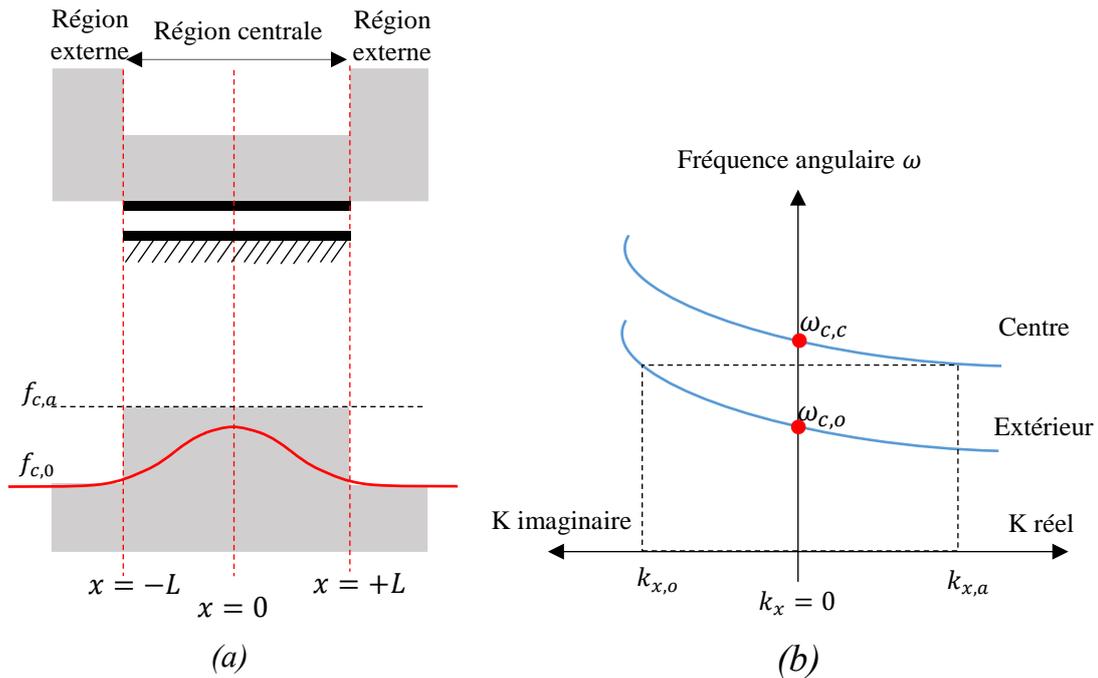


FIG. 3. 6 - a. Diagramme des fréquences de coupure de C-BAR avec une dispersion type II dans le cas où la région centrale (zone de confinement) se chevauche avec la région active (zone recouverte par les électrodes), b) Les courbes de dispersion dans les régions active et externe pour un matériau ayant une dispersion de type II.

Lorsque la constante de dispersion est négative, la condition d'obtention d'ondes évanescentes dans la région périphérique en termes de fréquences de coupure d'après Shockley n'est donc plus valable, néanmoins le concept reste vrai. La situation est à l'inverse des structures présentant des dispersions de type I [Coudrain et Petit, 2009] généralement rencontrée dans les résonateurs piézoélectriques à ondes de volume, dans lesquels le piégeage se fait essentiellement par l'effet de masse des électrodes ou en d'autres termes une structure

mesa. La nécessité de procéder à un allégement local de la plaque pour piéger la vibration résulte de l'allure des courbes de dispersion des modes symétriques dans le plan du substrat Si (100) et antisymétriques dans l'épaisseur de celui-ci. La courbure négative de la branche du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur nécessite une région centrale plus mince que la zone périphérique de la plaque ou en d'autres termes une structure mesa-inversée. Ceci conduit à une structure ayant une fréquence de coupure du mode excité dans la région externe (épaisse) inférieure à la fréquence de coupure du mode excité dans la région centrale (mince) afin de garantir à la périphérie une valeur imaginaire du nombre d'onde, comme il est montré dans la figure du diagramme de fréquences de coupure (Fig.3.6-a). Dans le cas de structure de dispersion de type II, les courbes de dispersion d'un résonateur BAW de type II présentent une courbure négative au voisinage du point de départ de la branche TE (Fig.3.6-b). De ce fait, les fréquences au-dessus de la fréquence de coupure de la région active  $f_{c,a}$  présentent une constante de propagation latérale purement imaginaire ( $k_x \in \Im$ ) conduisant à une onde évanescente, tandis que les fréquences en-dessous de la fréquence de coupure de la région centrale présentent une constante de propagation latérale purement réelle ( $k_x \in \Re$ ), conduisant à une propagation d'une onde sinusoïdale (Fig.3.7).

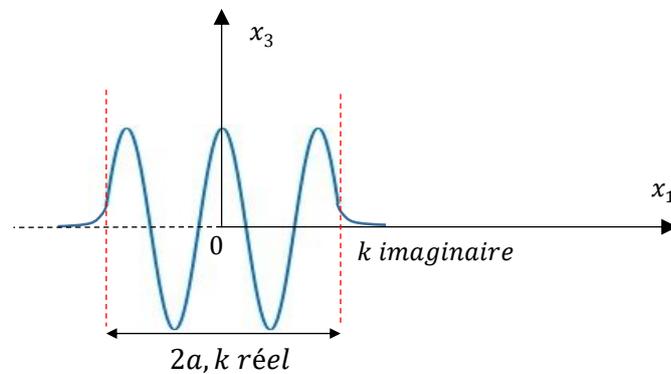


FIG. 3.7 - La distribution de la vibration du mode piégé dans la zone active et la zone externe suivant  $x_1$ .

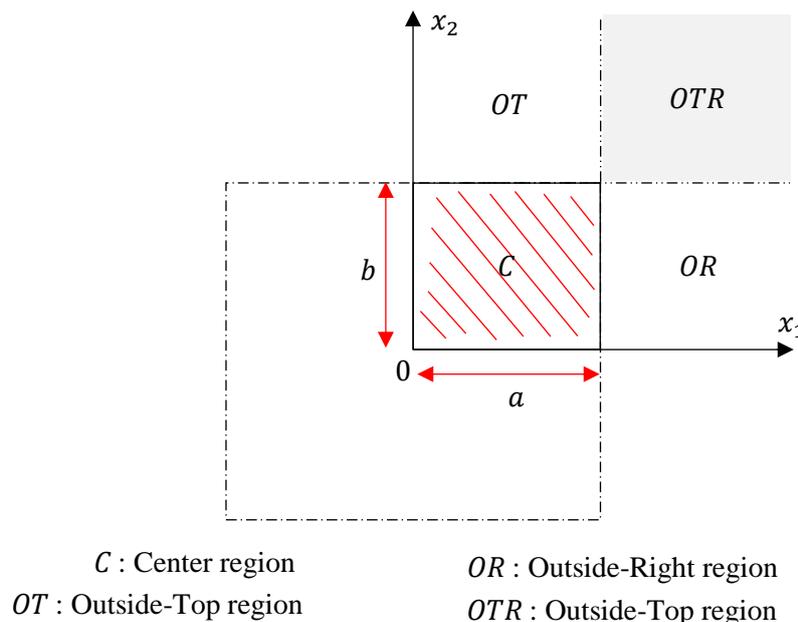


FIG. 3.8 - Vue de dessus d'un résonateur à énergie piégée montrant un quart de la zone de piégeage.

Nous considérons la structure présentée dans la figure 3.8 ci-dessous pourvue d'une cavité de piégeage carrée de côté  $2a$ . Un piégeage optimum de l'énergie est conditionné par les dimensions de la cavité de piégeage ainsi que par les paramètres acoustiques ( $\rho$ ,  $M_n$ ,  $c_{33}$ ) du matériau la constituant. Pour favoriser le couplage électromécanique, le fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$  doit avoir un déplacement aussi uniforme que possible dans la région de l'électrode d'excitation. Nous présentons ci-dessous la procédure de calcul des modes piégés pour une telle structure.

Dans un premier temps, on doit exprimer l'équation de dispersion au voisinage de la fréquence de résonance d'épaisseur pour chaque région de la plaque d'épaisseur  $h_c$  ou  $h_o$ , sachant qu'il y a de fait 2 épaisseurs, mais 4 régions distinctes, dénotés C (centre), OR (région externe droite), OT (région externe supérieure), OTR (région externe supérieure droite) sur la figure 3.8 ci-dessus. La plage de fréquences est en fait limitée par la validité de l'approximation parabolique de l'équation de dispersion, la composante horizontale du nombre d'ondes est très petite devant la composante verticale. La relation (3.52) équivaut alors à une équation aux dérivées partielles du second ordre régissant le comportement asymptotique des branches TE du guide d'onde élastique dans la plaque de silicium (100) pour les faibles nombres d'onde :

$$M_n \left( \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2} \right) = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h^2} - \rho \omega^2 \right) u_3 \quad (3.52)$$

On cherche une solution approchée à variables séparables acceptable dans l'ensemble de la structure, en posant :

$$u_3(x_1, x_2) = X(x_1) \cdot Y(x_2) \quad (3.53)$$

En substituant cette équation dans (3.52), nous obtenons :

$$\begin{aligned} M_n (X''(x_1) \cdot Y(x_2) + X(x_1) \cdot Y''(x_2)) &= \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h^2} - \rho \omega^2 \right) X(x_1) \cdot Y(x_2) \\ \frac{X''(x_1)}{X(x_1)} + \frac{Y''(x_2)}{Y(x_2)} &= \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n} \end{aligned} \quad (3.54)$$

Comme  $X$  est une fonction de  $x_1$  et  $Y$  une fonction de  $x_2$ , variable indépendante de  $x_1$ , on obtient :

$$\left. \begin{aligned} \frac{X''(x_1)}{X(x_1)} &= f(x) \\ \frac{Y''(x_2)}{Y(x_2)} &= f(y) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{X''(x_1)}{X(x_1)} + \frac{Y''(x_2)}{Y(x_2)} = K(\omega) = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n} \quad (3.55)$$

La constante de séparation  $K(\omega)$  dépend donc de  $\omega$  et se décompose comme suit :

$$K(\omega) = K_1(\omega) + K_2(\omega) = \frac{X''(x_1)}{X(x_1)} + \frac{Y''(x_2)}{Y(x_2)} \quad (3.56)$$

Comme  $M_n$  est négative et comme il y a deux épaisseurs possibles,  $K(\omega)$  a le signe de  $\rho \omega^2 - c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h^2}$  dans la région considérée et dépend donc de la valeur de  $h$  à  $\omega$  fixée. Dans le cas d'une fonction oscillante au centre,  $K(\omega)$  est négative, avec  $K_1(\omega) = -k_x^C$  et  $K_2(\omega) = -k_y^C$ ,  $k_x^C$  et  $k_y^C$

désignant les composantes du vecteur d'onde dans le plan du substrat au niveau de la région de centrale:

$$\begin{cases} |x_1| < a \\ |x_2| < b \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{X''(x_1)}{X(x_1)} = -k_x^{C^2} \\ \frac{Y''(x_2)}{Y(x_2)} = -k_y^{C^2} \end{cases} \quad (3.57)$$

avec

$$-k_x^{C^2} - k_y^{C^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_c^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n}$$

La fréquence angulaire doit donc vérifier la condition suivante dans la région centrale :

$$\omega^2 < c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_c^2 \rho} \quad (3.58)$$

La continuité de la solution à variables séparables à l'interface C/OT implique que la solution ait la même dépendance en  $x_1$  de part et d'autre de cette interface. Donc, l'équation de dispersion dans la région OT doit être de la forme :

$$-k_x^{C^2} + k_y^{OT^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_o^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n} \quad (3.59)$$

où  $\bar{k}_2$  désigne le coefficient d'atténuation suivant  $x_2$  et  $x_2 > a$ . De façon analogue, la continuité de la solution à variables séparables à l'interface C/OR implique une équation de dispersion de la forme suivante dans la région OR :

$$k_x^{OT^2} - k_y^{C^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_o^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n} \quad (3.60)$$

où  $k_{x_{OT}}$  désigne le coefficient d'atténuation de la solution suivant  $x_1$  lorsque  $x_1 > a$ .

La continuité de la solution aux interfaces OT/OTR et OR/OTR entraîne alors l'équation de dispersion suivante dans la région OTR :

$$k_x^{OT^2} + k_y^{OT^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_o^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n} \quad (3.61)$$

Il n'est pas possible de satisfaire simultanément les équations de dispersion obtenues pour les trois régions externes OR, OT et OTR, car cela nécessiterait  $k_x^{OT^2} = -k_x^{C^2}$  et  $k_y^{OT^2} = -k_y^{C^2}$ , alors que les nombres d'onde et les coefficients d'atténuation doivent être réels. En s'appuyant sur une analyse variationnelle, Tiersten a montré qu'on peut négliger les conditions de continuité aux interfaces OR /OTR et OT/OTR. C'est dû au fait que l'erreur sur la solution dans la région OTR a peu d'effet sur l'erreur totale créée par la solution à variables séparables dans l'ensemble de la structure, car l'amplitude de cette solution dans ladite région OTR est très petite (exponentielle amortie simultanément dans les 2 directions  $x$  et  $y$ ) devant l'amplitude dans les autres régions.

En pratique, nous ne sommes intéressés qu'au fondamental ( $n = 1$ ), parce qu'on sait par ailleurs que pour les partiels d'ordre supérieur, le couplage électromécanique s'effondre. En résumé :

*Centre*

$$\begin{aligned} -k_x^C{}^2 - k_y^C{}^2 &= \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_c^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n}; x_1 < a \text{ et } x_2 < a; \\ u_3^C &= A \cos k_x^C x_1 \cos k_y^C x_2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

*OR*

$$\begin{aligned} k_x^{OT^2} - k_y^C{}^2 &= \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_o^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n}; x_1 > a \text{ et } x_2 < a; \\ u_3^{OR} &= C e^{-k_x^{OT} x_1} \cos k_y^C x_2 \end{aligned} \quad (3.63)$$

*OT*

$$\begin{aligned} -k_x^C{}^2 + k_y^{OT^2} &= \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_o^2} - \rho \omega^2 \right) \cdot \frac{1}{M_n}; x_1 < a \text{ et } x_2 > a; \\ u_3^{OT} &= B e^{-k_y^{OT} x_2} \cos k_x^C x_1 \end{aligned} \quad (3.64)$$

Donc à ce niveau, on a les équations de dispersion, il ne reste plus qu'à raccorder les solutions de chaque région pour obtenir les équations transcendantes. Les seules inconnues principales seront alors  $k_x^C{}^2$  et  $k_y^C{}^2$ .

### Écriture des conditions aux limites

À chaque interface entre les différentes régions, le déplacement et les contraintes normales doivent être continus. Comme la raideur est constante dans les différentes régions, ces conditions nécessitent que le déplacement et sa dérivée normale soient continus à la jonction considérée.

*Condition suivant  $x_1$  :*

Les conditions de continuité suivant la jonction  $x_1$  s'appliquent sur les quantités suivantes :  $u_3, u_{3,1}$ .

*Condition suivant  $x_2$  :*

Les conditions de continuité suivant la jonction  $x_2$  s'appliquent sur les quantités suivantes :  $u_3, u_{3,2}$ .

$$\left\{ \begin{aligned} u_3^C(x_1 = a) &= u_3^{OR}(x_1 = a) \\ \left. \frac{\partial u_3^C}{\partial x_1} \right|_{x_1=a} &= \left. \frac{\partial u_3^{OR}}{\partial x_1} \right|_{x_1=a} \end{aligned} \right\} \text{ et } \left\{ \begin{aligned} u_3^C(x_2 = b) &= u_3^{OT}(x_2 = b) \\ \left. \frac{\partial u_3^C}{\partial x_2} \right|_{x_2=b} &= \left. \frac{\partial u_3^{OT}}{\partial x_2} \right|_{x_2=b} \end{aligned} \right\} \quad (3.65)$$

### Appliquer les conditions de continuité au système d'équations

Continuité du déplacement :

$$\left\{ \begin{aligned} u_3(a) \text{ continu en } x_1 = a \text{ suivant } x_1 \text{ à la jonction centre/OR} \\ A \cos k_x^C a &= B e^{-k_x^{OT} a} \\ u_3(b) \text{ continu en } x_2 = b \text{ suivant } x_2 \text{ à la jonction centre/OT} \\ A \cos k_y^C b &= C e^{-k_y^{OT} b} \end{aligned} \right\} \quad (3.66)$$

Continuité de la dérivée du déplacement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \text{ continue en } x_1 = a \\ -A k_x^C \sin k_x^C a = -B k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} a} \\ \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \text{ continue en } x_2 = b \\ -A k_y^C \sin k_y^C b = -C k_y^{OT} e^{-k_y^{OT} b} \end{array} \right. \quad (3.67)$$

Ces systèmes permettent de raccorder les solutions des milieux adjacents. On a donc 4 conditions de continuité (CC) pour 4 inconnues :

$$\text{CC : } \left\{ \begin{array}{l} u_3(a) \quad A \cos k_x^C a = B e^{-k_x^{OT} a} \\ u_3(b) \quad A \cos k_y^C b = C e^{-k_y^{OT} b} \\ u_{3,1}(a) - A k_x^C \sin k_x^C a = -B k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} a} \\ u_{3,2}(b) - A k_y^C \sin k_y^C b = -C k_y^{OT} e^{-k_y^{OT} b} \end{array} \right. \quad (3.68)$$

Système linéaire homogène :

$$\left\{ \begin{array}{l} A \cos k_x^C a - B e^{-k_x^{OT} a} = 0 \quad (1) \\ -A k_x^C \sin k_x^C a + B k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} a} = 0 \quad (2) \\ A \cos k_y^C b - C e^{-k_y^{OT} b} = 0 \quad (3) \\ -A k_y^C \sin k_y^C b + C k_y^{OT} e^{-k_y^{OT} b} = 0 \quad (4) \end{array} \right. \quad (3.69)$$

$$\text{CC : } \left\{ \begin{array}{l} u_3(a) \quad A \cos k_x^C a = B e^{-k_x^{OT} a} \\ u_3(b) \quad A \cos k_y^C b = C e^{-k_y^{OT} b} \\ u_{3,1}(a) - A k_x^C \sin k_x^C a = -B k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} a} \\ u_{3,2}(b) - A k_y^C \sin k_y^C b = -C k_y^{OT} e^{-k_y^{OT} b} \end{array} \right. \quad (3.70)$$

La fréquence résonnante à énergie piégée  $\omega_{TE}$ , les ondes et les nombres d'onde  $k_x^C, k_y^C, k_x^{OT}$ , et  $k_y^{OT}$  sont obtenus à partir des équations fondamentales suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_x^{OT} = k_x^C \tan k_1 a \\ k_y^{OT} = k_y^C \tan k_2 a \end{array} \right. \quad (3.71)$$

Résoudre ces équations revient éгал à 0 le déterminant du système linéaire homogène. Il suffit de rappeler les équations de dispersion des différentes régions pour obtenir aisément les équations transcendantes conduisant aux solutions du problème complet.

Centre/OR

$$k_x^{OT^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{M_n} \left( \frac{1}{h_b^2} - \frac{1}{h_c^2} \right) - k_x^{C^2} \right) \text{ et } k_x^{OT} = k_x^C \tan k_x^C a \quad (3.72)$$

On obtient  $k_1$  en combinant ces 2 équations en une seule :

$$k_x^C \tan k_x^C a = \sqrt{\left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{M_n} \left( \frac{1}{h_o^2} - \frac{1}{h_c^2} \right) - k_x^{C^2} \right)} \quad (3.73)$$

Centre/OT

$$k_y^{OT^2} = \left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{M_n} \left( \frac{1}{h_o^2} - \frac{1}{h_c^2} \right) - k_y^{C^2} \right) \text{ et } k_y^{OT} = k_y^C \tan k_y^C b \quad (3.74)$$

On obtient à présent  $k_y^C$  en résolvant l'équation transcendante obtenue en combinant ces 2 équations :

$$k_y^C \tan k_y^C b = \sqrt{\left( c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{M_n} \left( \frac{1}{h_o^2} - \frac{1}{h_c^2} \right) - k_y^{C^2} \right)} \quad (3.75)$$

L'équation de dispersion au centre permet finalement d'obtenir la fréquence de résonance connaissant  $k_x^C$  et  $k_y^C$  :

$$M_n (k_x^{C^2} + k_y^{C^2}) + c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_c^2} = \rho \omega^2 \quad (3.76)$$

Dans le cas d'une membrane carrée avec une cavité carrée, l'onde à l'intérieur de la cavité selon les deux directions orthogonales,  $x$  et  $y$  respectivement ; possède un comportement identique, ce qui permet d'écrire :

$$k_x^C = k_y^C \quad (3.77)$$

La fréquence propre au centre de la structure s'exprime alors comme suit :

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\rho} \left( 2M_n k_x^{C^2} + c_{33} \frac{n^2 \pi^2}{h_c^2} \right)} \quad (3.78)$$

En traduisant ce développement analytique dans un programme en *Scilab* présenté en annexe (ANNEXE B-1), nous avons pu mettre en évidence l'impact des dimensions latérales ainsi que les épaisseurs de chaque région sur le déplacement de l'onde le long de la membrane et dans la structure de maintien. Notons que pour  $x_1 < 0$ , les solutions sont obtenues par symétrie.

La figure (3.9) schématise le phénomène du piégeage adapté à la structure du résonateur de l'étude. La région excitée électriquement fait référence à la région active du résonateur sur laquelle s'étendent les surfaces des électrodes d'excitation. Dans le cadre de ces travaux, une surépaisseur dans la région externe qui encercle une certaine partie de la région excitée électriquement du résonateur, ou un amincissement de la région centrale sont mis en œuvre. Le terme centre, fait référence à cette partie de la région de confinement (zone I).

Notons que la surface de l'électrode peut recouvrir une partie ou la totalité de la région de confinement. Toutefois, l'impact des électrodes n'est pas pris en considération dans le cadre de cette analyse, nous nous proposerons de l'étudier plus en profondeur dans le paragraphe §4.2.6 du chapitre 4.

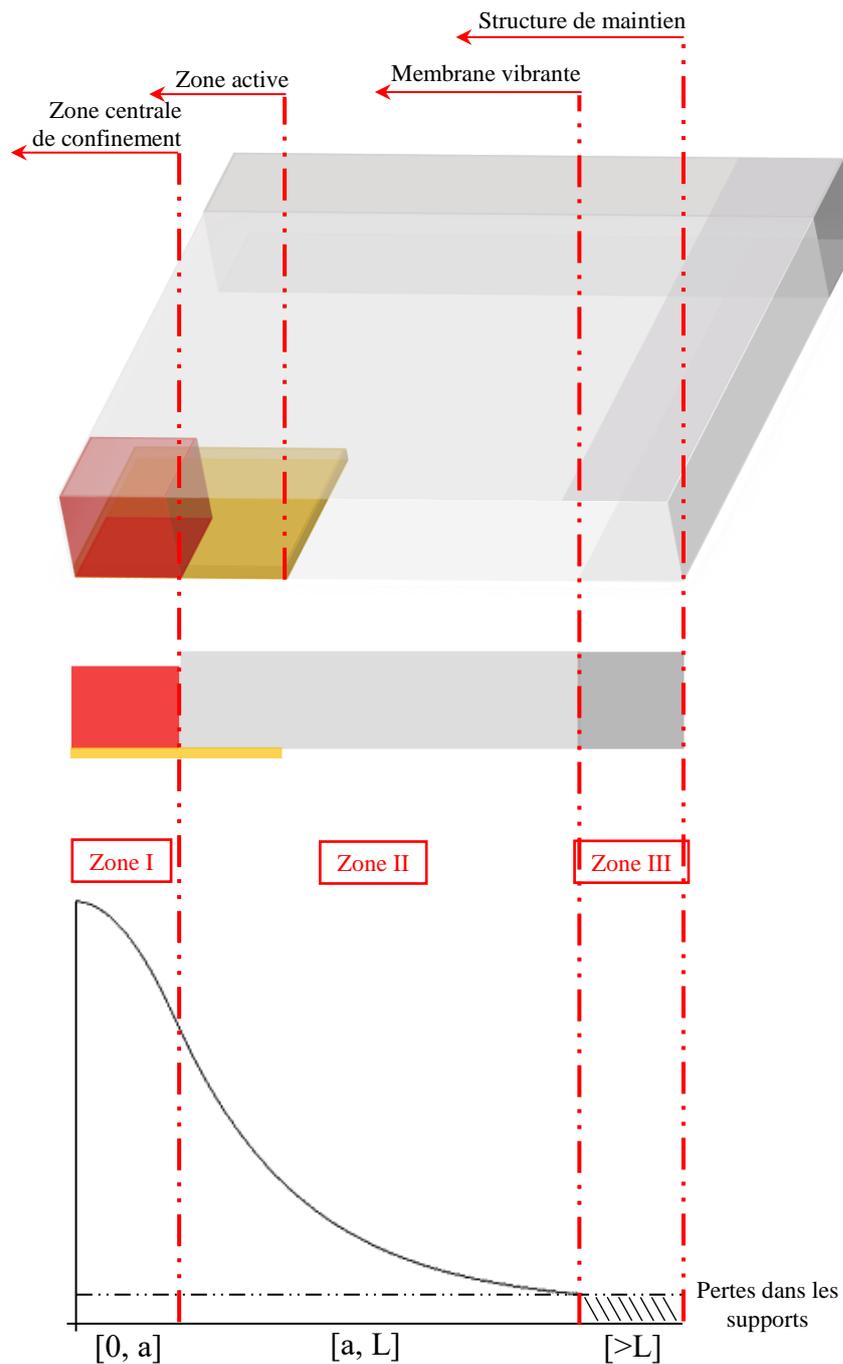


FIG. 3.9 - Schéma représentatif des états que le déplacement propre d'une onde est susceptible de prendre dans le cas d'une structure multi. Dans une membrane encastrée sur ses côtés. a) Quart de la structure du résonateur en 3D. b) Vue en coupe du quart de la structure du résonateur.

De la figure (3.9), nous pouvons clairement constater qu'il existe deux interfaces de raccordement critiques ; l'interface entre la zone de piégeage et la membrane et l'interface entre la membrane et la structure de maintien. Les conditions limites à ces interfaces sont telles que la composante du vecteur d'onde du mode en question soit différente dans chaque zone. C'est le nombre d'onde de la plaque  $k$  utilisé comme paramètre dans la relation de dispersion. Il donne la longueur d'onde (Eq. 3.79) directement proportionnelle à l'épaisseur du milieu de

propagation et l'atténuation  $\Im\{k\}$  de l'onde se propageant horizontalement suivant la direction  $x_1$ .

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.79)$$

Étant proportionnel au nombre d'onde, le déplacement propre du mode de vibration se trouve donc de plus en plus atténué en dehors de la zone de confinement et à chaque changement de conditions de propagation (ici l'épaisseur de la plaque vibrante) où le nombre d'onde est quasi-imaginaire (*zone II*), jusqu'à annulation totale de la composante de déplacement à l'interface membrane/structure de maintien, situation caractérisant le cas idéal d'une structure à énergie piégée où la dimension latérale de la plaque vibrante est en parfait accord avec le déplacement propre.

Il est cependant impératif de mener une étude afin de définir l'encombrement latéral qu'il faut réserver de part et d'autre l'électrode pour minimiser les fuites dans les supports. Pour ce faire, nous avons évalué le déplacement dans les supports en fonction de la dimension latérale de la membrane (demie longueur) et de différentes épaisseurs de la plaque vibrante (Fig.3.10) et ce pour une situation bien définie (Tableau 3.3) :

a (1/2 côté cavité de piégeage)	$h_{t,si}$ (profondeur de la cavité de piégeage)
<b>550 <math>\mu m</math></b>	<b>6 <math>\mu m</math></b>

Tableau 3.3 - Dimensions de la cavité de piégeage.

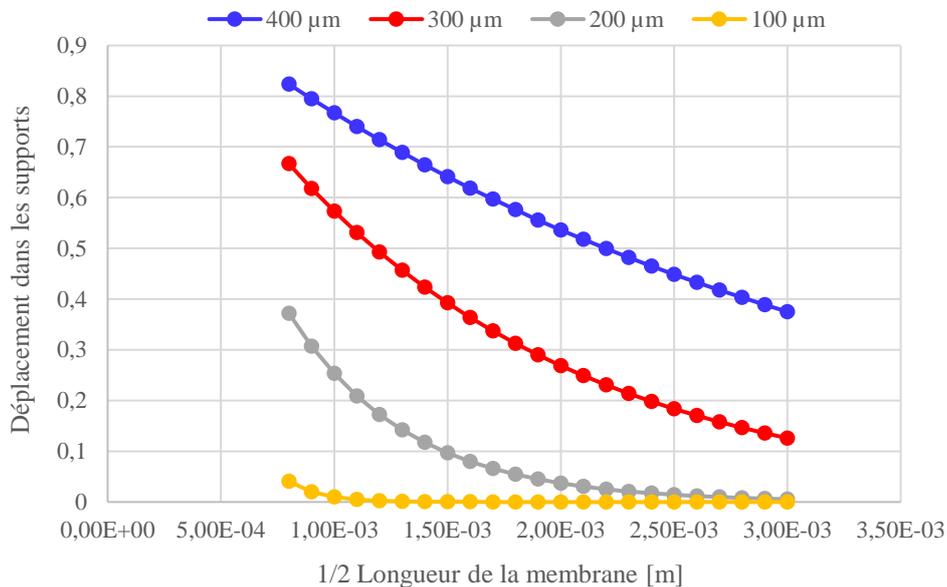


FIG. 3.10 - Évolution du déplacement propre au mode fondamental TE au niveau des supports en fonction de la dimension latérale (la demie longueur) de la membrane et ce pour différentes épaisseurs.  $a = 550 \mu m$ ,  $h_{t,si} = 6 \mu m$ .

L'obtention de faibles fuites dans les supports nécessite une dimension latérale de la plaque vibrante suffisamment grande pour permettre à l'onde de s'amortir de manière significative avant d'atteindre les supports. De plus, les graphes montrent que le déplacement dans les supports est d'autant plus grand que la plaque est épaisse. Le fait que le piégeage augmente

avec la fréquence, à dimensions latérales constantes, doit permettre d'améliorer le facteur de qualité pour atteindre la limite viscoélastique (produit  $Q \times f$  constant). On remarque que les déplacements obtenus dans la zone de confinement restent inchangés quel que soit l'encombrement latéral de la membrane. Cette dimension contribuera uniquement dans la définition des fuites dans les supports avec une relative dépendance avec l'épaisseur de la plaque, tandis que le déplacement au centre va dépendre essentiellement des dimensions de la zone de piégeage ainsi que de l'épaisseur de la plaque vibrante. Il convient donc de trouver les dimensions optimales de la zone de confinement pour une membrane de dimension latérale donnée. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'une importante dimension latérale de la plaque vibrante est nuisible au couplage électromécanique car cela limite les tensions d'actionnement applicables au résonateur. Cependant, nous avons retenu dans l'étude du piégeage le cas typique d'une membrane de côté égal à  $5000 \mu\text{m}$ .

Le but étant de faire vibrer la structure sur le fondamental  $TE_1$ , la figure 3.11 montre le déplacement propre à ce mode présent dans des structures de plaques de  $150 \mu\text{m}$  et  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur :

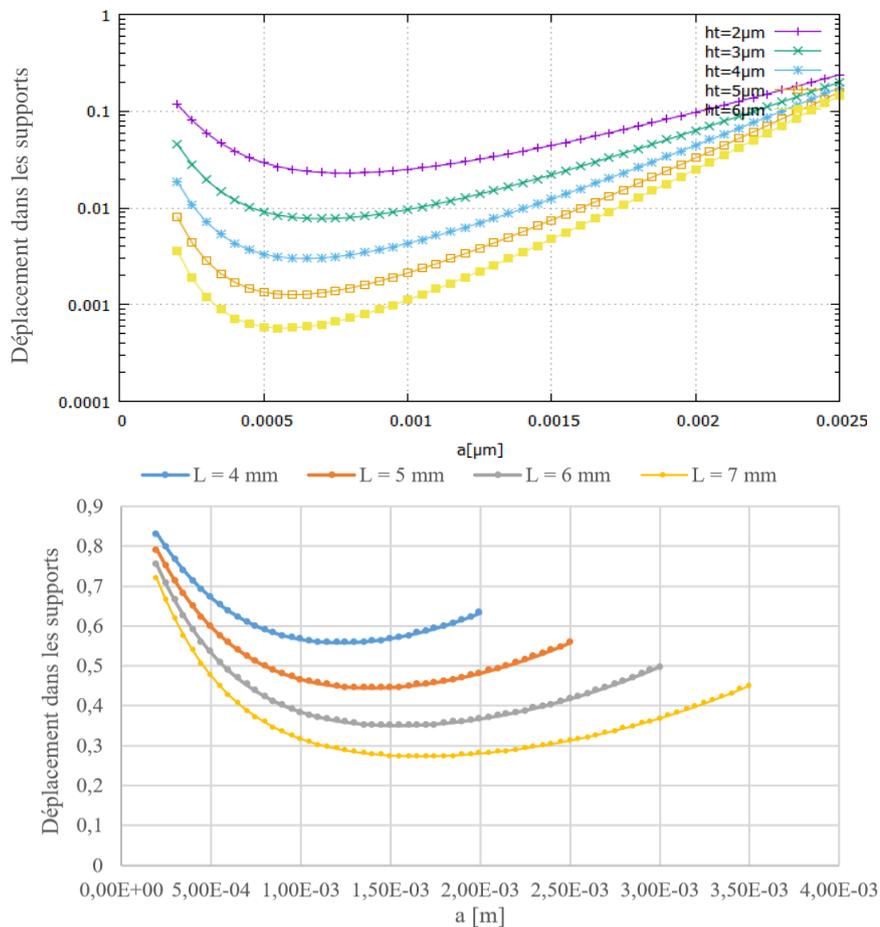


FIG. 3.11 - Déplacement du mode fondamental  $TE_1$  à l'extrémité  $x=L$  en fonction de  $a$ ,  $1/2$  longueur de la zone de piégeage, pour différentes profondeurs de cavité, haut)  $h = 150 \mu\text{m}$ . bas)  $h = 470 \mu\text{m}$ .

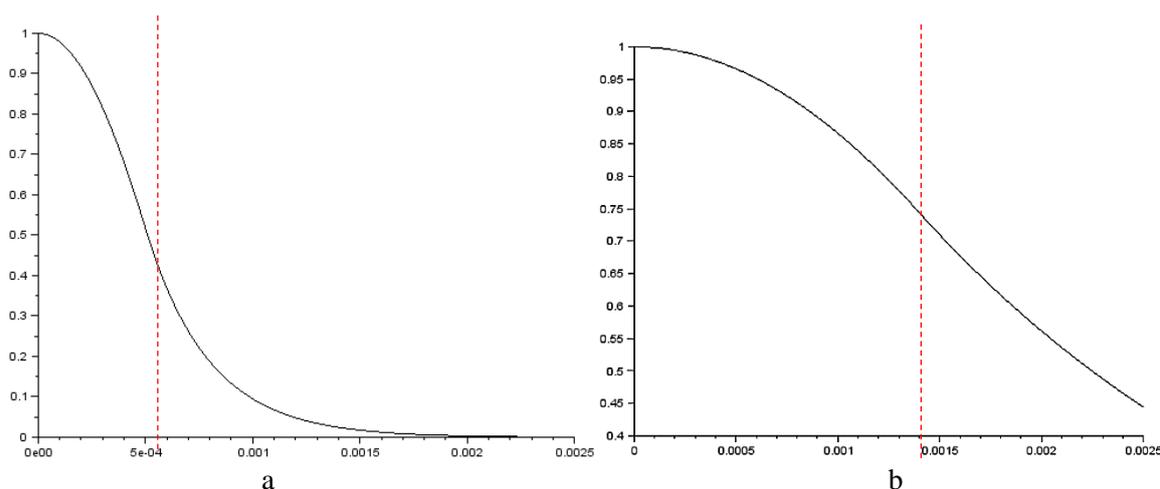


FIG. 3.12 - Distribution du déplacement le long de la membrane,  $L/2 = 2500 \mu m$ , a)  $h_{t-si} = 6 \mu m$ ,  $a = 550 \mu m$ ,  $h = 150 \mu m$ . b)  $h_{t-si} = 6 \mu m$ ,  $a = 1,4 mm$ ,  $h = 470 \mu m$ .

<b>L</b>	<b>a (diamètre)</b>	<b><math>U_{3\_Supports}</math></b>
4 mm	1,2 mm	0,5574095
5 mm	1,4 mm	0,4443437
6 mm	1,55 mm	0,3496673
7 mm	1,65 mm	0,272432

Tableau 3.4 - Valeurs des déplacements dans les supports pour  $h = 470 \mu m$ , et  $h_{t-si} = 6 \mu m$ .

## Discussion

Le passage par un minimum des courbes de la figure 3.12 représente le déplacement minimum dans les supports ; ceci donne la valeur optimale de la largeur de la zone de piégeage pour une profondeur donnée. La figure 3.11-haut illustre l'évolution du déplacement dans les supports du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$ , d'une structure à membrane carrée de  $5000 \mu m$  de côté et  $150 \mu m$  d'épaisseur en fonction de la dimension latérale de la cavité de piégeage pour différentes profondeurs de celle-ci. Les fuites dans les supports sont d'autant plus importantes que la profondeur de la cavité soit petite. Les tracés de la figure 3.11-bas mettent en évidence la dépendance inverse entre la profondeur de la cavité de piégeage et l'encombrement latéral de celle-ci. En effet, pour une cavité de  $6 \mu m$  de profondeur, il nous faudra un demi côté de seulement  $550 \mu m$  pour un déplacement minimal dans les supports contre  $800 \mu m$  dans le cas d'une cavité de  $2 \mu m$  de profondeur.

La figure 3.12-b illustre l'évolution du déplacement dans les supports du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$ , d'une structure à membrane carrée de  $470 \mu m$  d'épaisseur en fonction de la dimension latérale de la cavité de piégeage ( $a = 6 \mu m$ ) pour différentes longueurs de membranes. Les fuites dans les supports sont d'autant plus faibles que la longueur de la membrane soit grande. De plus, l'encombrement latéral de la zone de piégeage présente une dépendance proportionnelle en fonction de la longueur de la membrane. En effet, pour une membrane de  $7 mm$  de long, il nous faudra une cavité de  $1,65 mm$  de demi côté pour un déplacement minimal dans les supports contre  $1,2 mm$  pour une membrane de  $4 mm$  de long.

La figure 3.12 illustre le distribution du déplacement du fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$  dans le cas d'une plaque carrée de  $5000 \mu\text{m}$  de côté et de  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur et une plaque de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur comportant une zone de piégeage de dimensions optimales et spécifiques à chaque plaque. Nous voyons clairement que le déplacement dans la région centrale de la plaque (zone de confinement) est uniforme. En effet, lorsque l'onde excitée électro-statiquement est celle du mode d'extension-compression d'épaisseur, l'épaisseur de la région centrale varie de telle sorte qu'à chaque instant  $t$ , l'épaisseur en chaque point de la région centrale est la même. Le déplacement est donc susceptible d'être linéaire au niveau de cette région. Cependant, la pente du déplacement de la plaque de  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur est plus accentuée que celle de la plaque de  $470 \mu\text{m}$ , avec des fuites dans les supports quasi-nulles. Tandis que dans le cas de la plaque de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur, les fuites sont considérables avec une quantité de déplacement non négligeable dans la zone d'évanescence (zone II du schéma de la figure 3.9). Ceci approuve l'observation faite au niveau de l'étude de dépendance du déplacement dans la zone centrale en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante (Fig.3.10). Néanmoins, les solutions à l'interface des deux régions sont bien raccordées dans les deux différentes plaques, ce qui témoigne du bon choix des dimensions de la cavité de piégeage.

### 3.4.3 Effet du chargement sur le résonateur

Les résonateurs BAW comme leur acronyme l'indique, fonctionnent avec des ondes acoustiques de volume et sont par définition sensibles aux épaisseurs des matériaux de la structure vibrante. Une variation d'épaisseur des couches de matériaux impacte directement la fréquence de résonance. Aussi, à chaque épaisseur de plaque donnée, on associe une fréquence de résonance qui lui est propre. Étant données les fréquences de résonances utilisées ici, une faible variation d'épaisseur pouvant être liée par exemple aux procédés technologiques de fabrication, aura peu d'effet sur la fréquence de résonance.

Par contre, l'effet de variation d'épaisseur est prépondérant dans le concept du piégeage. En effet, le résonateur de l'étude s'inscrit dans le cadre d'une réalisation purement résistive<sup>1</sup> de par les propriétés électriques du matériau utilisé, il en résulte que le résonateur n'est pas mis à la masse, il est donc impératif de disposer d'une électrode pour assurer l'excitation. La masse apportée par cette électrode d'excitation placée sur la face arrière de la structure vibrante est nuisible pour le piégeage de l'énergie dans la zone centrale du résonateur. En effet, nous avons vu dans la section précédente que le déplacement propre à la vibration du  $TE_1$  dans la zone de confinement décroît avec l'accroissement de l'épaisseur de la plaque vibrante (Fig.3.10). Cet effet négatif est d'autant plus significatif que le matériau constituant l'électrode soit d'une densité plus importante que celle du matériau de la structure vibrante. Il est donc nécessaire de prévoir une épaisseur nous permettant de répondre au concept de piégeage avec des conditions limites appropriées mais aussi compenser l'effet de l'électrode d'excitation et tenir compte potentiellement de la densité du matériau utilisé pour l'électrode.

En effet, l'or,  $Au$ , possède une densité très supérieure à celle du silicium (Tableau 3.5), le piégeage serait alors négatif au niveau de la zone au-dessus de l'électrode, ce qui nous oblige à prévoir des cavités de profondeur plus importante que l'épaisseur de l'électrode, assurant le confinement de l'énergie qu'au niveau de la zone centrale du résonateur permettant ainsi de conserver un bon facteur de qualité. Maintenant, un métal tel que l'aluminium,  $Al$ , ayant une

<sup>1</sup>Nous n'utilisons pas la conduction du matériau de la structure vibrante pour générer la vibration.

densité beaucoup moins importante que celle de l'or et voisine de celle du silicium, induirait un piégeage négatif moins significatif que celui dû à une électrode en or.

<b>Matériau</b>	<b><math>\rho</math> [Kg/m<sup>3</sup>]</b>
<i>Si</i>	2330
<i>Al</i>	2695
<i>Au</i>	19 300

Tableau 3.5 - Densité des matériaux.

En effet, la vitesse de phase des ondes planes longitudinales dans un solide élastique isotrope est égale à la racine carrée du rapport de la combinaison de coefficients élastiques de Lamé  $\lambda_L + 2\mu_L$  à la densité de la matière qui constitue le solide :

$$v_a = \sqrt{\frac{\lambda_L + 2\mu_L}{\rho}} \quad (3.80)$$

La vitesse de propagation des ondes est donc inversement proportionnelle à la densité du matériau en question. Ceci impose le choix de matériaux d'une densité égale ou inférieure à celle du silicium afin d'éviter de éventuelles fuites dégradant le facteur qualité de résonateur. Ceci est vrai pour l'électrode d'actionnement. Néanmoins, la présence de cette électrode va conduire au piégeage du troisième harmonique du mode d'extension-compression d'épaisseur pur,  $TE_3$ . En effet, celle-ci fera office de surépaisseur (structure mesa) permettant d'assurer le confinement de l'onde au niveau de la zone définie par la surface de cette électrode à la manière piézoélectrique, c'est-à-dire, dans le cas où la courbure de la branche du mode qui nous intéresse au voisinage des nombres d'onde latéraux petits soit positive ( $M_3 = 686 \text{ GPa}$ ). Ainsi, du fait qu'il soit plus courbé que les autres modes, l'harmonique 3 des modes d'extension-compression d'épaisseur, s'avère plus piégé, figure (3.13-b), garantissant un meilleur coefficient de qualité et surtout piégé plus facilement puisque nous aurons plus à réaliser une étape en plus pour mettre en œuvre une structure de piégeage, ce dernier sera simplement assuré par la présence de l'électrode d'actionnement. Par contre, cela veut dire que son coefficient de couplage électromécanique sera divisé par neuf. En plus des profondeurs retenues de la précédente étude, nous devrions considérer en plus l'effet de l'épaisseur apporté par la présence de l'électrode.

De la figure 3.13-a, nous pouvons constater que les fuites dans les supports du mode  $TE_3$  présentent le même comportement que le mode  $TE_1$ , c'est-à-dire, une dépendance inverse du  $u_{3-support}$  en fonction de la profondeur de la cavité de piégeage  $h_{t-Si}$ . Comme nous l'avons prédit plus haut, le degré de courbure des départs de courbes de dispersion des modes  $TE_1$  et  $TE_3$ , fait que ce dernier présente un déplacement dans les supports moins significatif que le mode  $TE_1$  caractérisé par une courbure faible au voisinage de  $k_x/k_z \rightarrow 0$ .

Nous avons donc retenu cette configuration pour les résonateurs opérant sur l'harmonique 3 (haute fréquence) des modes d'extension-compression d'épaisseur sans prévoir la structure de piégeage. Aussi, afin de remédier au phénomène, nous avons opté pour une réalisation à base d'un plan de masse recouvrant uniformément la totalité de la surface du résonateur. Ce dernier n'aura donc aucun déséquilibre en termes d'épaisseur à son niveau, si ce n'est que celui liée à la structure de piégeage. L'intérêt majeur du plan de masse est donc d'éliminer l'effet

d'anti-piégeage dû à l'électrode d'excitation. Ceci permet une liberté de choix du matériau utilisé pour la réalisation de ce plan de masse. Mais ce choix va vite être limité et conditionner par la faisabilité des procédés employés dans la réalisation technologiques (*cf.* chapitre 4).

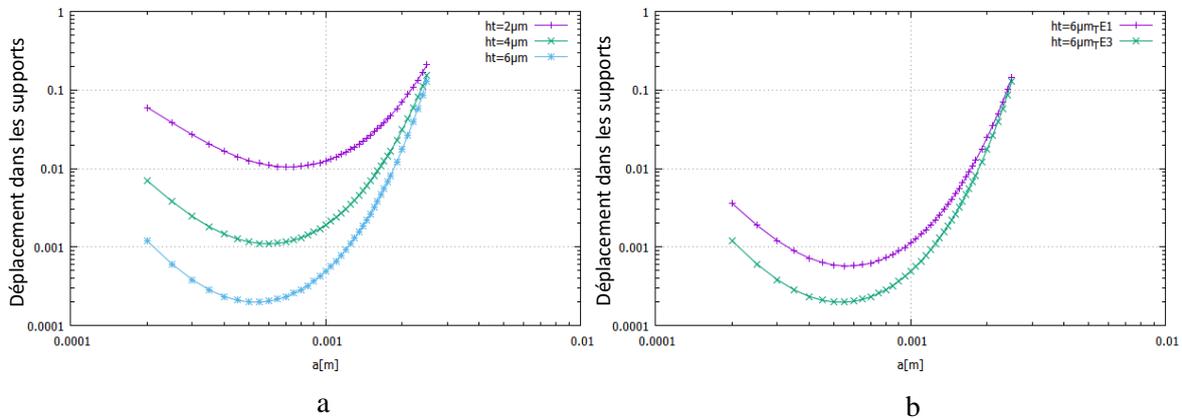


FIG. 3.13 - Évolution du déplacement propre aux modes d'extension-compression d'épaisseur dans les supports en fonction de la  $\frac{1}{2}$  longueur de la zone de piégeage. a)  $u_{3-support}$  du mode  $TE_3$  pour différentes profondeurs de cavités de piégeage  $h_{t-si}$ , b) Comparaison entre les  $u_{3-support}$  du  $TE_1$  et  $TE_3$  pour une cavité de piégeage de  $6 \mu m$  de profondeur.

### 3.5 Optimisation de la structure de base du résonateur (amélioration du facteur de qualité)

De nombreuses études ont été développées dans le but d'améliorer le facteur qualité des résonateurs BAW en recourant à des structures spécifiques, parfois complexes, permettant de minimiser les fuites d'énergie vibratoire dans la structure de maintien. La structure « mesa-inversée » est simple à réaliser mais son efficacité s'avère perfectible d'après l'analyse effectuée ci-dessus. Poursuivant toujours le but d'optimisation du confinement de l'énergie vibratoire au sein de nos C-BARs, nous avons voulu être ambitieux en allant chercher d'autres solutions. Dans ce cadre nous en avons retenu deux qui nous semblaient intéressantes :

- Configuration double mesa-inversée : cette solution est inspirée de la configuration entreprise dans les résonateur BAW piézoélectrique de dispersion type I, qui consiste en l'ajout d'une surépaisseur en périphérie de l'électrode supérieure du résonateur assurant ainsi l'adaptation entre la zone active du résonateur et l'extérieur de celui-ci [Kaitila, 2007]. Du fait du caractère dispersif inverse du modes fondamental d'extension-compression du silicium (100), ( $M_n < 0$ ), la solution proposée dans cette section consiste à inclure à la cavité de piégeage un bord aminci à sa périphérie qui impose des conditions aux limites nécessaires pour ne pas générer des modes parasites et ainsi conserver le facteur de qualité.
- Configuration de tranchées : cette solution est inspirée de la configuration entreprise dans les résonateurs BAW capacitifs (SiBARs) dans [Pourkamali et al., 2005]. À l'inverse de nos C-BARs, les SiBARs d'Ayazi ont la particularité d'opérer selon la direction latérale pour générer la vibration d'extension-compression d'épaisseur du fait de la verticalité des gaps d'excitation, situés de part et d'autre le résonateur. La résonance s'établit donc dans la largeur de celui-ci. Les surfaces supérieures et

inférieures sont mécaniquement libres et correspondent aux parois des tranchées dans notre design de résonateur. À ce niveau, une condition limite extrême est imposée aux contraintes sur les bords des tranchées ( $\overline{\mathbf{T}} \cdot \vec{n} = 0$ ) engendrant des résonances transverses. Cependant, en limitant la section de la région de passage des fuites dans les supports, on limite par la même la section droite du résonateur. Ceci implique une flèche de la membrane soumise à une tension DC plus importante que la flexion de la plaque sans tranchées, et par suite un risque important de rupture des poutres de maintien. Ce problème peut cependant être compensé par des structures avec double gap polarisé de part et d'autre de la plaque vibrante. Cette solution n'a pas fait l'objet d'une étude analytique, mais sera traitée de façon plus détaillée dans le chapitre suivant (§4.2.6) qui, de plus, rassemble toutes les simulations numériques de notre étude. Le paragraphe ci-après portera sur l'étude 1D d'une configuration double mesa-inversée.

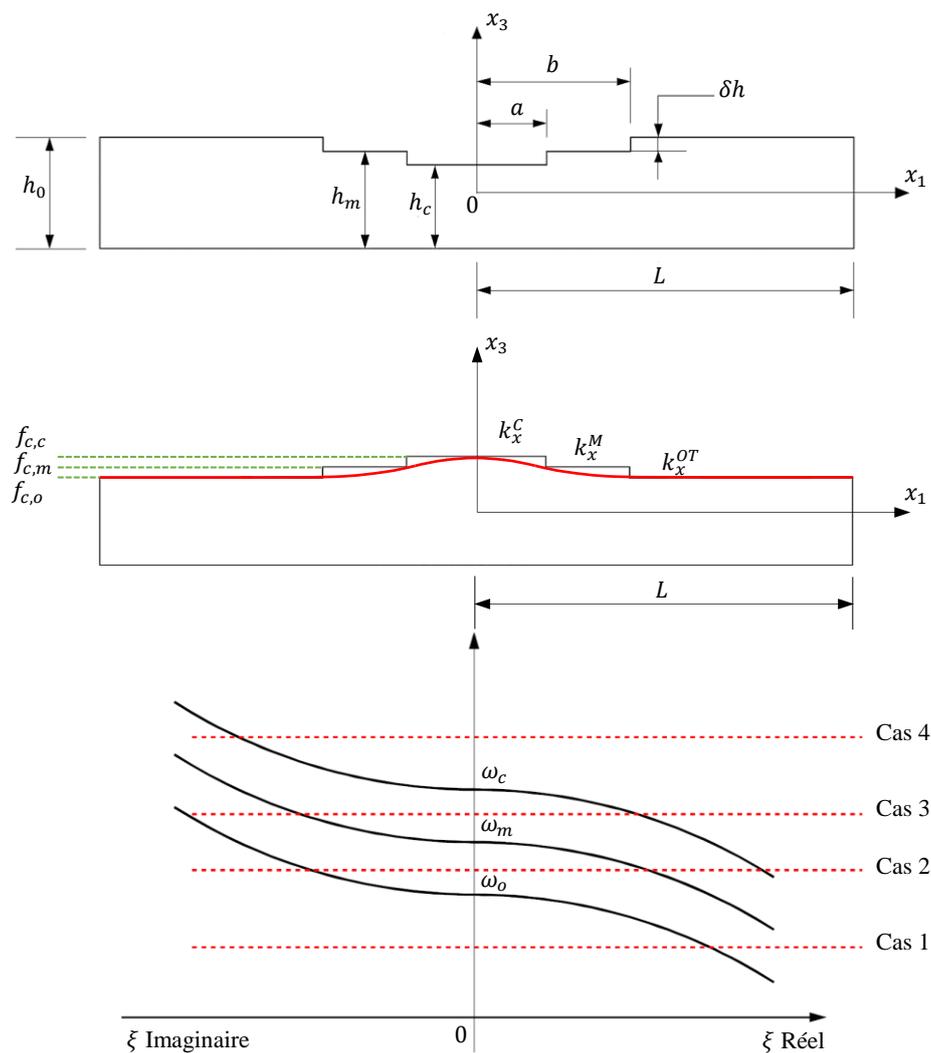


FIG. 3.14 - Étude de cas du piégeage d'énergie d'une configuration double mesa-inversée. a) Structure de piégeage à double marches, b) Diagramme de fréquences de coupure du C-BAR avec une dispersion type II, c) Courbes de dispersion dans les régions active et externe pour un matériau présentant une dispersion type II.

### 3.5.1 Configuration double mesa inversée

Dans cette section, nous présentons une analyse théorique 2D d'une configuration double mesa-inversée visant à minimiser le rapport d'aspect, c'est-à-dire, la dimension transverse par rapport à l'épaisseur du C-BAR, puisque les valeurs importantes de ce rapport réduisent le facteur de couplage électromécanique du résonateur excité électro-statiquement. La configuration de l'étude est illustrée dans la figure 3.15. Parce que les deux marches sont susceptibles d'être réalisées avec la même technologie, nous supposons qu'elles ont la même hauteur  $\delta h$ . Les épaisseurs des trois régions, centrale, intermédiaire, et externe sont notées  $h_c$ ,  $h_m$ , et  $h_o$ , respectivement.

Du fait que la constante de dispersion du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur d'une plaque en silicium (100) est négative, la plaque se comporte comme un filtre passe bas avec une fréquence de coupure  $\omega_0$ . Ainsi, quatre cas de propagation de l'onde doivent être considérés par principe, comme l'illustre schématiquement la figure (3.14) :

- Cas 1 :  $\omega < \omega_0$ , les ondes guidées de la branche  $S_1$  (ou mode  $TE_1$ ) des courbes de dispersion peuvent se propager dans toutes les régions de la plaque. Nous n'étudierons pas les solutions dans ce cas.
- Cas 2 :  $\omega_0 < \omega < \omega_m$ , les ondes guidées de la branche  $S_1$  des courbes de dispersion peuvent se propager dans les régions centrale et intermédiaire de la plaque, tandis qu'une onde évanescence est attendue dans la région externe.
- Cas 3 :  $\omega_m < \omega < \omega_c$ , les ondes guidées de la branche  $S_1$  des courbes de dispersion peuvent se propager dans la région centrale seulement, une onde évanescence ou croissante est attendue dans la région intermédiaire, et une onde évanescence est attendue dans la région externe.
- Cas 4 :  $\omega_c < \omega$ , aucun mode appartenant à la branche  $S_1$  ne peut se propager, quel que soit  $\xi$  réel ou imaginaire. Ce cas est hors de la portée d'une étude de l'énergie piégée.

Nous devons donc chercher des solutions de piégeage d'énergie dans les cas 2 et 3, mais une analyse mathématique rigoureuse est nécessaire pour décider si un seul cas ou les deux cas peuvent accepter une ou plusieurs solutions. Ainsi, la démarche à suivre est identique à celle entreprise, dans l'étude de cas de la configuration « simple mesa-inversée » (§3.4.2). Dans le cas d'une configuration de piégeage d'énergie « double mesa-inversée », le comportement 2D<sub>2</sub> dans le plan  $(x_1, x_3)$  des ondes dans les différentes régions est décrit par l'ensemble des équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 0 \leq x_1 \leq a &\Rightarrow \begin{cases} \rho\omega^2 - \left(\frac{\pi^2}{h_c^2}\right) c_{33} - M_1 k_x^c = 0 \\ u_3 \approx A \cos k_x^c x_1 \sin \frac{\pi x_3}{h} \end{cases} \\
 b \leq x_1 \leq \infty &\Rightarrow \begin{cases} \rho\omega^2 - \left(\frac{\pi^2}{h_o^2}\right) c_{33} + M_1 k_x^{oT} = 0 \\ u_3 \approx D e^{-k_x^{oT} x_1} \sin \frac{\pi x_3}{h} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{3.81}$$

---

<sup>2</sup>L'étude 3D de la structure double mesa-inversée s'est avérée rigoureuse. Nous nous sommes donc restreints à l'étude 2D en supposant que la structure de piégeage est carrée et parfaitement isotrope. Par conséquent, le comportement attendu des ondes suivant la direction  $x_1$  sera identique dans la direction  $x_2$ .

et nous devons considérer les deux possibilités évoquées ci-dessus dans la région intermédiaire :

$$a \leq x_1 \leq b \quad \omega_0 \leq \omega \leq \omega_m \Rightarrow \begin{cases} \rho\omega^2 - \left(\frac{\pi^2}{h_m^2}\right)c_{33} - M_1 k_x^{MO^2} = 0 \\ u_3 \approx (B \cos k_x^{MO} x_1 + C \sin k_x^{MO} x_1) \sin \frac{\pi x_3}{h} \end{cases} \quad (3.82)$$

ou :

$$a \leq x_1 \leq b \quad \omega_m \leq \omega \leq \omega_c \Rightarrow \begin{cases} \rho\omega^2 - \left(\frac{\pi^2}{h_m^2}\right)c_{33} + M_1 k_x^{ME^2} = 0 \\ u_3 \approx (B e^{-k_x^{ME} x_1} + C e^{k_x^{ME} x_1}) \sin \frac{\pi x_3}{h} \end{cases} \quad (3.83)$$

Dans toutes ces équations,  $k_x^C$ ,  $k_x^{OT}$ ,  $k_x^{MO}$ ,  $k_x^{ME}$  sont les nombres d'onde latéraux suivant la direction  $x_1$  dans la région centrale (C), externe (OT), intermédiaire oscillante<sub>3</sub> (MO), et intermédiaire évanescence<sub>4</sub> (ME), respectivement. Ainsi, nous définissons le système linéaire homogène des conditions de continuité du déplacement  $u_3$  et de sa dérivée partielle  $\partial u_3 / \partial x_1$  à  $x_1 = a$  et  $x_1 = b$  pour le cas 2 :

$$\begin{bmatrix} \cos k_x^C a & -\cos k_x^{MO} a & -\sin k_x^{MO} a & 0 \\ -k_x^C \sin k_x^C a & k_x^{MO} \sin k_x^{MO} a & -k_x^{MO} \cos k_x^{MO} a & 0 \\ 0 & \cos k_x^{MO} b & \sin k_x^{MO} b & -e^{-k_x^{OT} b} \\ 0 & -k_x^{MO} \sin k_x^{MO} b & k_x^{MO} \cos k_x^{MO} b & k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.84)$$

Dans ce cas, les nombres d'onde des différentes régions sont liés par les relations suivantes, obtenues à partir des systèmes d'équation de (3.81) et (3.82) en développant les épaisseurs des régions centrale et intermédiaire au premier ordre en  $\delta h / h_0$  et en tirant profit de l'identité des deux hauteurs de marche ( $\delta h$ ) :

$$k_x^{OT^2} + k_x^C{}^2 \approx -\frac{4\delta h \pi^2 c_{33}}{h_0^3 M_1} \approx 2(k_x^{OT^2} + k_x^{MO^2}) \quad (3.85)$$

Ce qui implique que  $k_x^{OT^2} = k_x^C{}^2 - 2 k_x^{MO^2}$ .

Le système linéaire homogène pour le cas 3 est le suivant :

$$\begin{bmatrix} \cos k_x^C a & -e^{-k_x^{ME} a} & -e^{k_x^{ME} a} & 0 \\ -k_x^C \sin k_x^C a & k_x^{ME} e^{-k_x^{ME} a} & -k_x^{ME} e^{k_x^{ME} a} & 0 \\ 0 & e^{-k_x^{ME} b} & e^{k_x^{ME} b} & -e^{-k_x^{OT} b} \\ 0 & -k_x^{ME} e^{-k_x^{ME} b} & k_x^{ME} e^{k_x^{ME} b} & k_x^{OT} e^{-k_x^{OT} b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.86)$$

avec :

$$k_x^{OT^2} + k_x^C{}^2 \approx -\frac{4\delta h \pi^2 c_{33}}{h_0^3 M_1} \approx 2(k_x^{ME^2} + k_x^C{}^2)$$

<sub>3</sub>Dans le cas où la solution présente un comportement oscillant dans les régions centrale et intermédiaire.

<sub>4</sub>Dans le cas où la solution présente un comportement oscillant uniquement dans la région centrale et exponentiel dans les 2 autres régions.

ce qui implique que

$$k_x^{OT^2} = k_x^{C^2} + 2k_x^{ME^2} \quad (3.87)$$

Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence de façon analytique les conditions déterminant l'existence de solutions appartenant au cas 2 ou au cas 3. Par contre, la recherche numérique des racines des déterminants  $4 \times 4$  correspondants s'est avérée assez rapide pour réaliser une étude paramétrique du piégeage à deux marches en s'appuyant sur un raisonnement simple. Considérons d'abord le cas d'une structure de dimensions typiques  $h_o = 465 \mu m$ ,  $a = 500 \mu m$ ,  $\delta h = 5 \mu m$  avec un facteur d'aspect  $L/h_o$  assez grand devant l'unité pour que le piégeage soit parfaitement efficace. Par exemple, avec  $L = 20 mm$ , le modèle mesa-inverse à une seule marche prédit avec ces paramètres une amplitude  $u_3(L) = 3,9 \times 10^{-6}$ , soit  $-117 dB$  pour le mode fondamental à la fréquence théorique de  $9\,103\,312,8 Hz$ . Nous donnons ci-après la distribution d'amplitude ainsi obtenue (Fig.3.15) :

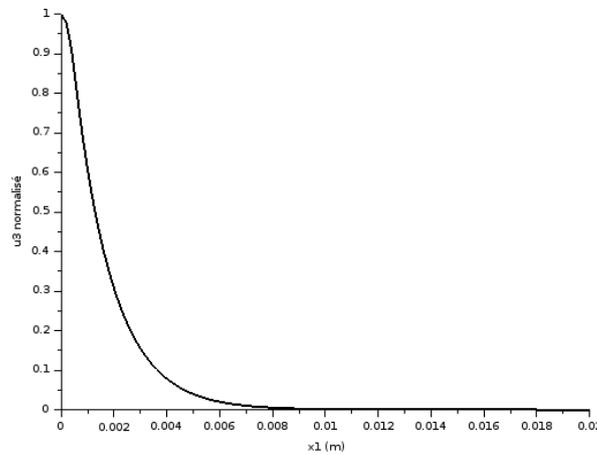


FIG. 3.15 – Distribution d'amplitude dans le cas de la structure de dimensions :  $h_o = 465 \mu m$ ,  $a = 500 \mu m$ ,  $\delta h = 5 \mu m$ ,  $L = 20 mm$ .

Ensuite, nous avons implémenté en langage *Scilab* un programme de calcul du piégeage à deux marches avec les paramètres suivants :  $h_o = 470 \mu m$ ,  $a = 500 \mu m$ ,  $b = 15\,000 \mu m$ ,  $\delta h = 5 \mu m$ . Nous obtenons la même fréquence  $f = 9\,103\,312,8 Hz$ , mais  $u_3(L) = 1,92 \times 10^{-8} \approx -154 dB$ . On note par ailleurs que  $u_3(b) \approx -91 dB$ . Pour cette même position, le programme évoqué ci-dessus pour le modèle à une seule marche donne  $u_3(b) \approx -87,5 dB$ . En pratique, les deux courbes sont indiscernables l'une de l'autre dans la région où l'amplitude normalisée de  $u_3$  n'est pas négligeable devant l'unité, ce qui paraît normal puisque les géométries ne diffèrent qu'à partir de  $x_1 = b$ , position à partir de laquelle la vibration est déjà pratiquement éteinte et n'est donc que modestement affectée dans l'absolu par l'apparition de la deuxième marche. Cependant, au-delà de  $x_1 = b$ , l'existence de la deuxième marche améliore progressivement le piégeage, conformément à nos attentes, jusqu'à gagner  $37 dB$  en  $x_1 = L$ . Ceci montre que si la zone  $a < x_1 < b$  est assez étendue pour recouvrir la zone de piégeage d'une configuration à une seule marche et 2 épaisseurs  $h_c$  et  $h_m$ , les solutions du cas 3 existent puisqu'elles se confondent avec les solutions correspondantes du problème à une seule marche, qui existent toujours. Cela ne prouve pas qu'il n'y ait alors pas de solution relevant du cas 2, mais cela prouve que si l'éventuelle absence de solution du cas 3 ne peut se produire que pour de plus faibles valeurs de  $b$ .

Conservons alors les mêmes paramètres, mais avec  $b$  ramené à  $5\,000\ \mu\text{m}$  dans le modèle à 2 marches. On obtient une valeur de fréquence légèrement inférieure ( $9\,103\,267,3\ \text{Hz}$ ) mais  $u_3(b) \approx -31,9\ \text{dB}$  et  $u_3(L) \approx -221\ \text{dB}$ . Au point  $x_1 = b$ , le modèle à une seule marche donne  $u_3(b) \approx -28,1\ \text{dB}$ . Comme précédemment, les courbes prédites par les configurations à une et deux marches sont très proches l'une de l'autre pour  $x_1 < b$ , mais néanmoins, la deuxième marche occasionne dans la zone  $x_1 > b$  un piégeage plus important que dans le cas précédent parce que la surépaisseur survient dans une région où la vibration a plus d'amplitude. Réduisons encore la valeur de  $b$  jusqu'à  $1\,000\ \mu\text{m}$ ; nous obtenons  $f = 9\,086\,746,0\ \text{Hz}$ , fréquence de nouveau inférieure à la précédente, avec cette fois  $u_3(L) = -229\ \text{dB}$ : nous continuons d'améliorer le piégeage, mais dans des proportions modérées. Continuant à réduire  $b$ , par exemple  $b = 800\ \mu\text{m}$ , nous observons que le piégeage en  $x_1 = L$  ne s'améliore plus puisque nous trouvons  $u_3(L) = -221\ \text{dB}$  en ce cas (nous ne changeons pas  $L$ , toujours égal à  $20\ \text{mm}$  dans cette analyse). Finalement, il survient une limite où l'on ne trouve plus de solution appartenant au cas 3. Cette limite se situe vers  $b \approx 742\ \mu\text{m}$  pour la configuration étudiée. Nous produisons au Tableau ci-dessous un ensemble de valeurs d'atténuation en fonction de la distance au centre  $L$ , obtenues pour le cas 3 sur une large plage de valeurs de  $b$ . Le comportement observé semble général.

	$b\ (\mu\text{m})$	$f\ (\text{Hz})$	$L\ (\mu\text{m})$					Atténuation (dB)
			20 000	10 000	5 000	2 500	1 250	
1 marche	n.a.	9103312,8	117,1	57,8	28,1	13,3	5,9	
2 marches	15 000	9103312,8	154,3	57,8	28,1	13,3	5,9	
	5 000	9103267,3	220,9	94,9	31,9	13,3	5,9	
	3 000	9102578,6	233,4	107,8	45	14,8	6	
	2 000	9100121,5	237,3	113	50,8	19,7	6,5	
	1 800	9098963,0	237,4	113,6	51,8	20,8	6,8	
	1 500	9096281,9	236,4	114,1	52,9	22,3	7,4	
	1 300	9093502,7	234,6	113,8	53,3	23,1	8,1	
	1 200	9091671,2	233,3	113,4	53,5	23,5	8,5	
	1 000	9086746,0	229,1	111,9	53,3	23,9	9,3	
	800	9079376,9	221,9	108,8	52,3	24	9,9	
	742		n.a.					

Tableau 3.6 – Récapitulatif de l'étude paramétrique du piégeage simple mesa-inversée et double mesa-inversée (cas 3), (ANNEXE B-2).

En résumé, pour  $a$  et  $\delta h$  fixés, la recherche des solutions relevant du cas 3 montre qu'il existe une valeur optimale  $b_{opt}$  donnant le meilleur piégeage possible du mode fondamental en un point situé en  $x_1 = L$ , avec la contrainte  $L > b$ . Par contre, il existe une valeur minimale  $b_{min}$  en deçà de laquelle il n'existe pas de solution relevant du cas 3. La géométrie à double marche se justifie donc lorsque la longueur disponible pour réaliser le résonateur vérifie la condition  $L > b_{opt}$ ; le gain en piégeage prévu par le modèle à double marche peut alors être de plusieurs ordres de grandeur si  $L$  est suffisamment grand devant  $b_{opt}$ .

Nous avons naturellement cherché à compléter cette étude paramétrique en implémentant également dans nos programmes la recherche de solutions pour le cas 2 (ANNEXE B-3). Pour une valeur donnée de  $b$ , nous avons trouvé un nombre variable de solutions relevant de ce cas.

Le tableau ci-dessous récapitule le nombre de solutions obtenues pour le cas 2, avec les fréquences propres correspondantes.

$b$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_1$ (Hz)	$f_2$ (Hz)	$f_3$ (Hz)	$f_4$ (Hz)	$f_5$ (Hz)
15 000	8984911,0	9010779,8	9033344,2	9051494,4	9064869,6
5 000	8987574,4	9048869,3	n.a.	n.a.	n.a.
3 000	9008812,7	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.
2 000	Aucune solution				
1 800					
1 500					
1 300					
1 200					
1 000	Aucune solution				
800					
730					
700	9074377,7	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.
600	9068220,1	n.a.	n.a.	n.a.	n.a.

Tableau 3.7 – Récapitulatif de l'étude paramétrique du piégeage double mesa-inversée (cas 2).

Alors que le cas 3 ne fournit qu'une seule solution à  $b$  fixé pour la configuration étudiée, on constate que le cas 2 peut fournir plusieurs solutions pour les plus grandes valeurs de  $b$  étudiées. En ce cas, on assiste à l'occurrence de modes anharmoniques, présentant plusieurs oscillations dans la région  $a < x_1 < b$ . Cela n'est finalement guère surprenant puisque cette région d'épaisseur intermédiaire est alors plus étendue que la région centrale ( $a = 500 \mu\text{m}$ ) d'épaisseur minimale.

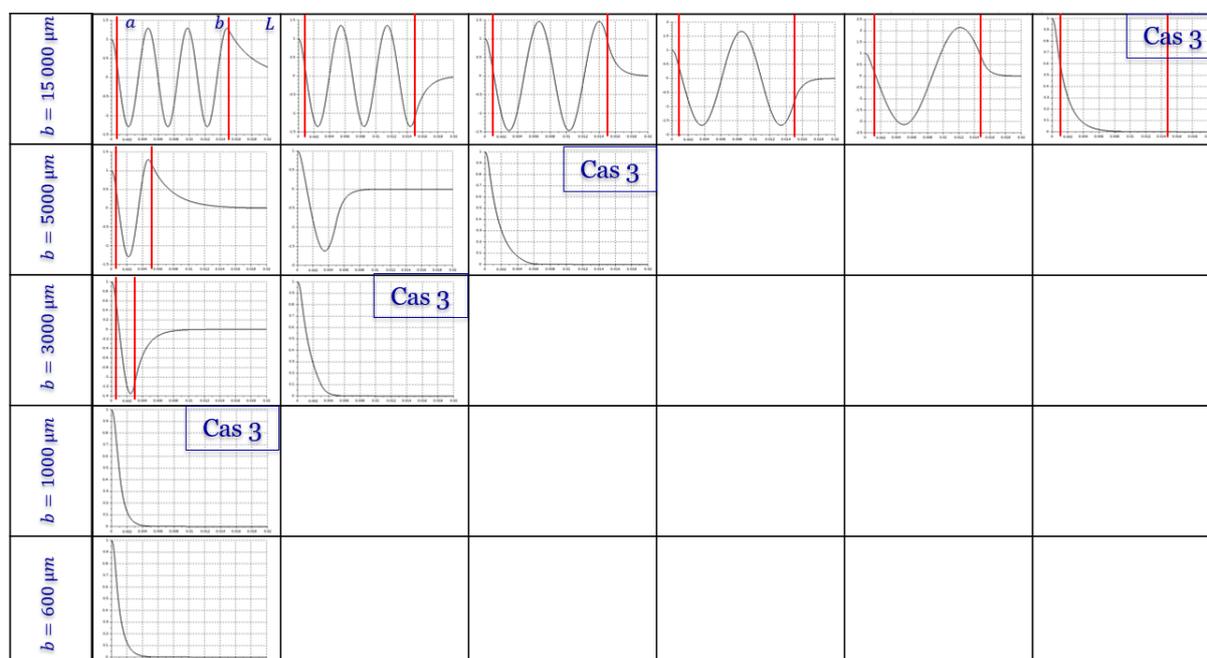


Tableau 3.8 - Distributions d'amplitude obtenues pour  $h = 470 \mu\text{m}$ ,  $a = 500 \mu\text{m}$ , et  $\delta h = 5 \mu\text{m}$ . Échelle horizontale  $x_1$  de 0 à 20 mm, verticale amplitude normalisée à 1 au centre de la plaque. Courbes obtenues pour le cas 2 par défaut, sauf vignette spécifiant cas 3.

Il nous a semblé intéressant de proposer sur le tableau 3.8 une matrice de toutes les distributions d'amplitudes suivant  $x_1$  des modes obtenus pour  $b = 15\,000\ \mu\text{m}$ ,  $5\,000\ \mu\text{m}$ ,  $3\,000\ \mu\text{m}$ ,  $1\,000\ \mu\text{m}$  et respectivement. Les figures placées sur chaque ligne sont classées par fréquence croissante, le mode dit « métrologique » présentant un seul lobe apparaît donc en dernier, ce qui est cohérent avec la valeur négative de la constante de dispersion  $M_n$ . On remarque aussi que, pour la configuration étudiée, l'amplitude d'oscillation obtenue dans le cas 2 est plus faible dans la région mince  $x_1 < a$  que dans la région intermédiaire  $a < x_1 < b$ .

Il est clair que, pour les structures à double mesa inversée, l'analyse des modes piégés doit être effectuée sur l'ensemble des solutions des cas 2 et 3 : par exemple, pour  $b = 600\ \mu\text{m}$ , bien que la distribution d'amplitude du mode fondamental soit obtenue dans le cas 2, alors que les autres fondamentaux sont obtenus dans le cas 3, elle reste dans la continuité des résultats obtenus pour les fondamentaux avec les autres valeurs de  $b$ .

### 3.5.2 Bilan

La configuration à double marche de hauteur  $1\ \mu\text{m}$  offre un piégeage huit fois supérieur à celui obtenu avec une structure mesa-inversée à simple marche de hauteur  $6\ \mu\text{m}$ . Puisque les conditions aux limites sur les faces latérales de la plaque sont de fait repoussées à l'infini, la validité du modèle se limite par principe au cas où l'onde parvient à s'atténuer avant qu'elle n'arrive sur les bords de la membrane.

L'ensemble des graphes présentés indique que les pertes dans les supports dépendent essentiellement de la dimension latérale de la membrane, Les pertes attendues sont d'autant plus faibles que  $L$  augmente. Il faut remarquer qu'une profondeur de cavité de piégeage importante se traduit par un comportement de l'onde à l'interface partie mince/partie épaisse qu'on ne peut pas modéliser puisque les conditions aux limites sur la surface verticale à l'interface de deux régions d'épaisseurs différentes ne sont pas prises en compte. Ceci milite donc en faveur de l'utilisation de marches multiples, mais de hauteur limitée. Nous avons pu démontrer que ceci permet d'améliorer significativement le piégeage sans augmentation de  $L$ , ce qui favoriserait l'apparition d'une flexion importante sous l'effet de la tension de polarisation, avec un seuil de pull-in très bas limitant le  $k^2$ .

Les premières analyses des structures à double marche indiquent que l'éloignement entre les flancs de deux marches successives ne doit pas être très grand.

La verticalité de notre structure semble plus avantageuse que les Si-BARs de Georgia Tech [Pourkamali et al., 2005] pour réaliser la structure de piégeage de l'énergie. En effet, l'élément résonnant des Si-BAR est une plaque perpendiculaire au plan du wafer, et il paraît assez improbable de structurer précisément une telle plaque dans un plan vertical sur toute sa génératrice lorsque les hauteurs des marches à réaliser se réduisent au micromètre, voire moins lorsque la fréquence s'élève à plusieurs centaines de *MHz*.

## 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord élaboré une méthode simple permettant une description bidimensionnelle des modes de quasi extension-compression d'épaisseur pour une plaque en Si (100). Appliquant au silicium un corpus théorique initialement proposé par Tiersten [Stevens et Tiersten, 1986] pour les plaques piézoélectriques dans la lignée des travaux de R. D. Mindlin, ce modèle s'appuie sur un calcul analytique de la courbure des courbes de dispersion établies sous la forme fréquence angulaire / fonction du nombre d'onde dans la direction du guidage coïncidant avec un des axes du repère cubique dans le plan de la plaque. Ces développements montrent que le confinement des vibrations relevant du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur nécessite de pratiquer un amincissement localisé de la région centrale de la plaque (structure dite mesa-inverse), en raison de la valeur négative de la constante de dispersion de ce mode dans le silicium (100). Cela nous a permis de mettre en évidence l'effet négatif d'une électrode localisée sur le piégeage d'énergie de l'ensemble des résonances du mode fondamental d'épaisseur. C'est pourquoi nous privilégions une réalisation avec plan de masse général pour exciter cette famille de modes dans un wafer de silicium isolant. La même conclusion s'appliquerait également à l'exploitation éventuelle des résonances du partiel deux.

À contrario, ce modèle 2D montre que le dépôt d'une électrode localisée favorise le piégeage d'énergie des résonances du partiel 3, dont la possibilité d'exploitation restera cependant à prouver en raison de la décroissance quadratique du coefficient de couplage électromécanique  $n$  fonction du rang de partiel d'épaisseur. Ce modèle 2D est en accord avec les travaux antérieurs de M. Ivan [Ivan, 2012] ; nous l'avons ensuite étendu au cas 3D, pour déterminer approximativement la distribution d'amplitude des modes de quasi extension-compression d'épaisseur dans toutes les directions. À dimensions latérales et amincissement imposés, on parvient alors à déterminer une dimension optimale de la zone amincie en vue d'optimiser le facteur de qualité du résonateur dans le cas de la configuration simple mesa inversée. Enfin, nous avons proposé une étude originale des possibilités d'amélioration du piégeage offertes par une structure dite double mesa-inversée présentant deux sauts d'épaisseur consécutifs (marches) dans la région de confinement de l'énergie. L'analyse paramétrique montre que les meilleurs résultats sont attendus lorsque l'extension de la région d'épaisseur intermédiaire au-delà de la zone centrale (la plus mince) reste limitée.

Les résultats des modèles présentés seront consolidés et affinés dans les chapitres suivants par des simulations numériques 3D effectuées dans le cadre du mode électromécanique inclus dans le module MEMS du logiciel par éléments finis COMSOL Multiphysics®.





## QUATRIÈME CHAPITRE



## Chapitre 4

# Modélisation numérique 3D du résonateur C-BAR

### 4.1 Introduction

Une première modélisation analytique du C-BAR a été effectuée en amont de la phase de fabrication. Pour atteindre l'objectif de cette thèse, à savoir la réalisation d'un résonateur électromécanique de type C-BAR, il est nécessaire de définir une structure résonante accordée pour fournir une bonne réponse sur le mode d'extension-compression d'épaisseur. Il s'agit avant tout de fixer les caractéristiques de performance garantissant un fonctionnement optimal du résonateur. La modélisation analytique doit donc être appuyée par des simulations numériques 3D par éléments finis qui permettent de définir les paramètres géométriques du C-BAR.

La finalité de ces simulations consiste à extraire la réponse fréquentielle du C-BAR, dont l'élément vibrant est une membrane carrée siège d'ondes élastiques présentant une polarisation essentiellement hors plan du substrat dont le côté est fixé à 5000 et 7000  $\mu\text{m}$  et dont le matériau structurel est constitué de silicium monocristallin non-contraint. Afin de garder l'aspect de propagation d'onde dans le volume (TE-modes), nous proposerons un résonateur de dimensions latérales relativement supérieures à celles de son épaisseur en évitant ainsi d'être dans une configuration de type « poutre » en mode longitudinal, qui avait été explorée avec un certain succès au début des années 2000 par le groupe Finlandais de Mattila [Mattila, Kiihamäki et al., 2002]

Cependant, l'épaisseur du résonateur doit être déterminée soigneusement pour répondre aux exigences de l'excitation électrostatique. En effet, dans le cas où la dimension latérale est trop importante devant l'épaisseur et compte tenu des faibles épaisseurs de gaps visées, la membrane vibrante supportant l'électrode mobile supérieure se trouve susceptible d'entrer en contact avec l'élément de base. Cette situation conduirait à l'échec du résonateur lors de l'application de tensions de polarisation élevées. Ce phénomène est très connu dans MEMS, où les électrodes se mettent inévitablement au contact l'une de l'autre, en anglais « pull-in ». Ce point sera traité plus en profondeur dans la section (*cf.* 4.2.4.2). Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre la dimension de l'épaisseur fixant le mode de vibration de la membrane et la fréquence de résonance du C-BAR et les dimensions transversales du résonateur (côté de la membrane) fixant la limite du pull-in.

Nous avons effectué l'analyse numérique pour différentes variantes du modèle numérique considéré dans cette étude, caractérisées par différents côtés d'électrodes d'actionnement ( $800\ \mu\text{m}$ ,  $1000\ \mu\text{m}$ , et  $2000\ \mu\text{m}$ ), et différents gaps électrostatiques ( $200\ \text{nm}$ ,  $400\ \text{nm}$ ,  $700\ \text{nm}$ ). Ceci limite la gamme de valeurs des capacités statiques directement liées à la surface chargée des électrodes à quelques centaines de  $pF$  pour le cas du plus petit gap et détermine les valeurs des tensions de pull-in pour une épaisseur de membrane donnée.

## 4.2 Modélisation acoustique 3D du C-BAR

Dans cette section nous allons effectuer la modélisation 3D du C-BAR. Tout d'abord, il est nécessaire de spécifier les conditions requises dans la simulation 3D afin d'obtenir des résultats aussi précis que possible. Dans un premier temps, nous mènerons une étude statique du résonateur dans le but de définir le déplacement statique de la membrane vibrante soumise à une tension de polarisation. Par conséquent, nous déterminons la valeur du coefficient de couplage électromécanique mais aussi la capacité statique du résonateur  $C_0$ . Le concept d'énergie piégée est étudié en effectuant une étude de modes propres. Une étude harmonique est effectuée par la suite, ayant pour but d'extraire la réponse fréquentielle du résonateur soumis à une perturbation harmonique s'ajoutant à la polarisation continue. Afin de mener à bien l'ensemble de l'analyse, nous nous proposons d'abord de fournir un descriptif de la structure à étudier.

### 4.2.1 Description générale de la structure du résonateur étudié

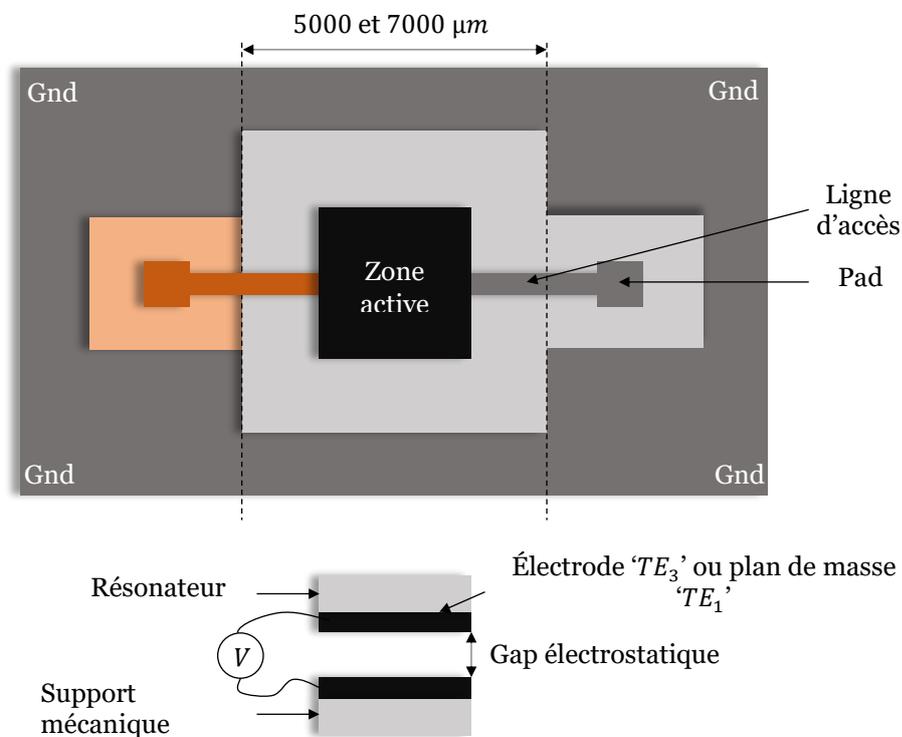


FIG. 4.1 - Représentation générale du résonateur C-BAR. a) Vue de dessus, b) Vue en coupe de l'empilement de la partie active suivant l'axe  $z$ .

Le C-BAR peut être divisé en deux principales parties ; les accès, composés des pads, des lignes métalliques d'excitation d'entrée et de sortie et la zone de collage (Gnd<sub>1</sub>) entre le substrat et le résonateur, et enfin la partie active recouverte par la surface des électrodes, définissant le résonateur élémentaire (Fig. 4.1).

D'un point de vue acoustique, on ne considérera que la partie active de la structure globale puisqu'elle est le siège des oscillations mécaniques. La figure 4.1 schématise la partie active du résonateur que nous étudierons dans cette section. L'épaisseur des électrodes métallisées étant considérée infinitésimale, ces électrodes sont virtuellement représentées dans la structure par les surfaces en regard délimitant le gap électrostatique. Les propriétés correspondantes à la structure vibrante vont être données dans la section suivante (cf. 4.2.2) Ici, l'actionnement électrostatique sera essentiellement utilisé en statique, pour déterminer les modes et fréquences propres du système électromécanique polarisé, et en dynamique, pour obtenir la réponse fréquentielle du C-BAR.

Notons que les parties orangées de la figure 4.1 sont réservées uniquement à la structure de résonateur destinée à un fonctionnement en mode harmonique 3 d'extension-compression d'épaisseur.

## 4.2.2 Choix des matériaux

Le choix des matériaux est une tâche fondamentale et très complexe. Il doit être analysé sous l'angle de l'ingénierie de matériaux mais aussi sur celle du design industriel, et tenir compte de toutes les informations qui lui seront associées. Ainsi, le choix du matériau est au cœur de la relation PMP « Produit-Matériau-Procédé ». Il est donc impératif d'effectuer le choix du couple matériau-procédé à partir des critères du cahier des charges et dans le contexte de l'application finale, sachant que le produit demande certaines performances de la part du matériau et que le procédé impose des contraintes de fabrication. Dans cette sous-section, nous présentons un bref résumé des matériaux les plus communs dans la technologie BAW. La technologie visée étant purement électrostatique, le recours à un matériau piézoélectrique spécifique pour générer la vibration mécanique est écarté d'office, et on ne s'occupera donc que des matériaux suivants : celui de la structure vibrante, le matériau des électrodes d'excitation, le matériau du « spacer » nécessaire à la définition du gap électrostatique ainsi que les diélectriques nécessaires à l'isolation électrique. Bien qu'une grande variété de matériaux ait été testée dans la littérature, on ne présentera ici que les matériaux adaptés à notre application. Les propriétés et leur impact sur les performances du résonateur, le coût, la reproductibilité ainsi que l'intégration, ont été sélectionnés comme critères de choix.

### 4.2.2.1 Structure vibrante

Le matériau de la structure vibrante est crucial pour les structures de résonateur MEMS. Dans le cadre de ces travaux, nous avons adopté le monocristal de silicium. De fait, les wafers de silicium sont disponibles avec un grand choix de caractéristiques. Le bon choix de celles-ci dicte le bon fonctionnement du résonateur et lui confère de bonnes performances. Les critères de choix peuvent être :

- a. Des critères technologiques : la qualité du matériau en termes de pureté ou de contraintes résiduelles est importante à prendre en compte afin d'assurer un minimum

---

<sup>1</sup>GND : Ground.

de baisse de performances (fréquence, énergie, variation en température ...) tel que la *pureté* c'est-à-dire la manière dont il est épitaxié. Les plus pures, sont les Floatzone, où la croissance est faite à base du procédé « caractérisés par des concentrations d'impuretés légères telles que le carbone et l'oxygène, extrêmement faibles ». Ce faible taux d'impureté se traduit par une grande résistivité du silicium FZ pouvant atteindre  $20\,000\ \Omega - cm$  typiquement. Aussi, c'est ce type de substrat qui a été utilisé pour la fabrication de nos résonateurs.

- b. Des critères intrinsèques au matériau : tel que le module de Young /densité ; constituent des paramètres clés dictant la fréquence de résonance.

#### 4.2.2.2 Les électrodes d'excitation

Les électrodes doivent présenter des caractéristiques mécaniques particulières telles qu'une faible atténuation pour minimiser l'impact sur le facteur qualité, et une forte impédance acoustique afin de réduire les pertes acoustiques et donc conserver un facteur de qualité élevé. Toutefois, elles doivent aussi présenter certaines caractéristiques, électriques telles qu'une bonne conductivité, physiques, notamment une faible masse volumique, ou faible épaisseur mais aussi des caractéristiques technologiques optimales pour les techniques de dépôt et le taux de rugosité des couches déposées.

Une forte impédance acoustique du métal est souvent désirée dans les résonateurs BAW puisque cela permet d'avoir une forte valeur du coefficient de couplage électromécanique permettant d'obtenir une plage de variation de la phase suffisante pour la réalisation de l'oscillateur. Les métaux les plus usités sont les suivants :

- L'Aluminium, *Al*, et les alliages d'Al présentent une bonne conductivité électrique mais en même temps de très pauvres caractéristiques acoustiques en raison de leur impédance acoustique faible, ce qui implique un faible coefficient de couplage électromécanique [Kaitila, 2007].
- Le Tungstène, *W*, possède une forte impédance acoustique et constitue un excellent matériau pour les réflecteurs de Bragg en raison du fort rapport d'impédance nécessaire entre les différentes couches alternées le constituant. Cependant, sa conductivité est significativement faible que celle de l'aluminium.
- Le Molybdène, *Mo*, possède une impédance acoustique légèrement plus faible que celle du *W* et une conductivité similaire.
- L'or, *Au*, possède une bonne conductivité électrique  $45,2 \times 10^6\ S/m$ , une bonne impédance acoustique comparant à celle du silicium ainsi qu'une bonne ductilité lui conférant une grande capacité à se déformer plastiquement sans se rompre.

Le métal qui offre le meilleur compromis pour toutes ces exigences est l'or que l'on sait par ailleurs bien évaporer ou pulvériser pour réaliser des couches minces. Il est donc le métal idéal pour la réalisation. De plus, il présente une bonne résistance aux acides dilués, il s'avère inoxydable comparativement à certains matériaux, notamment l'aluminium. Ceci revêt une certaine importance pour des MEMS susceptibles de fonctionner à pression atmosphérique.

### 4.2.2.3 Le spacer

Il s'agit de la couche métallique d'espacement que nous utilisons pour réaliser des gaps fins. Faisant simplement office de cale à la périphérie du résonateur, nous pouvons penser que le spacer pourrait être à base de n'importe quel métal. Cependant, l'aluminium provoque un risque d'apparition d'une couche isolante formée lorsqu'on le met en contact avec l'or des électrodes. Ce phénomène est connu sous le nom de « Peste pourpre ». Ce dernier a pour conséquence d'isoler l'élément vibrant de l'excitation électrostatique. Ainsi, l'or reste le matériau le plus approprié dans notre cas, d'autant plus, qu'il servira pour le scellement des deux wafers, étape nécessaire pour la mise au point du gap électrostatique. Ceci permet par conséquent d'éviter d'avoir à déposer une couche supplémentaire pour assurer le collage des deux wafers.

### 4.2.2.4 Les diélectriques

L'essor de la microélectronique doit beaucoup à l'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) qui est le matériau diélectrique fondamental en microélectronique grâce à ses avantages majeurs [Green et al., 1999]. Cependant, de nombreux matériaux sont actuellement étudiés pour remplacer le  $SiO_2$  afin d'augmenter la valeur de capacité surfacique, en l'occurrence la permittivité diélectrique, en particulier pour développer les capacités MIM « Métal Isolant Métal » [Guillan, 2005], [Pointet, 2015]. Le paragraphe §4.3.2 justifiera notre choix pour l'utilisation de l'alumine comme matériau diélectrique pour passiver une portion de l'électrode d'actionnement afin de repousser les limites de claquage de la lame d'air au niveau de nos résonateurs C-BAR.

## 4.2.3 Au-delà de la description « Méthode des éléments finis »

Comme leur acronyme l'indique, les MEMS capacitifs sont des systèmes à petites échelles et leur conception doit obligatoirement prendre en compte les effets combinés de plusieurs phénomènes physiques, ce qui alourdit les simulations numériques comparativement au cas des dispositifs piézoélectriques. Les logiciels multi-physiques basés sur la méthode des éléments finis ne sont pas nombreux et ne sont pas tous capables de résoudre tous les problèmes. Pour notre part, nous avons travaillé avec COMSOL Multiphysics 5.0, ce dernier offrant un module spécifique pour la simulation des MEMS capacitifs. En effet, COMSOL Multiphysics propose toute une collection de modules avec des techniques de modélisation distinctes, mais aussi des facturations propres à chaque module. Le module MEMS permet de simuler le comportement d'une structure électromécanique dans le cadre d'analyses stationnaires et temporelles, ainsi que celui d'analyses de fréquence propre et de réponse de fréquence. Toutes ces analyses sont facilement paramétrables. La réponse en fréquence est obtenue en petits signaux par linéarisation du comportement autour de l'état d'équilibre statique fixé par la polarisation DC. Cet outil nous a permis de réaliser l'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre. Toutefois, la mise au point de ces simulations s'est avérée très lourde car la non-linéarité intrinsèque à l'excitation électrostatique ralentit significativement la convergence des différents calculs, notamment lorsque la tension de polarisation s'approche du seuil de pull-in. Ceci n'a rien d'étonnant puisque ce seuil constitue une limite de stabilité du système électromécanique.

La figure 4.2 présente le modèle tel que défini sous le logiciel COMSOL Multiphysics®. Nous avons essayé de représenter le C-BAR le plus fidèlement possible. La structure étudiée consiste en une plaque pleine carrée en silicium (zone en rouge), encadrée sur ses quatre côtés

(en bleu), comportant un gap d'air sur sa face inférieure s'étendant sur la zone active du résonateur.

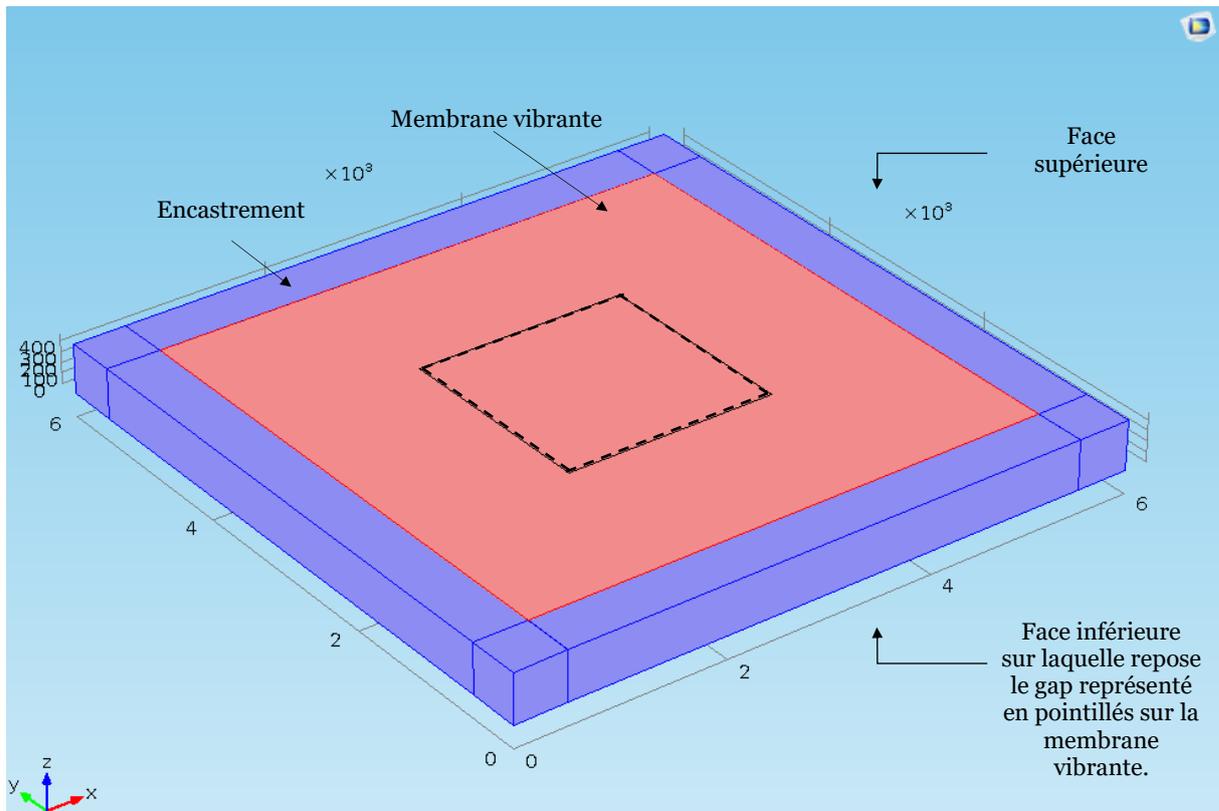


FIG. 4.2 - La structure du résonateur C-BAR implémentée dans le logiciel COMSOL Multiphysics®.

#### 4.2.3.1 Stratégie de simulation

- Présentation,
- Choix de la dimension spatiale de la structure (1D, 2D, 3D ...),
- Définir une base de données dans laquelle sont répertoriées les différentes caractéristiques des matériaux (ex : les différentes dimensions de matériaux, constante diélectrique, la densité ou la résistivité des matériaux),
- Définition de la géométrie,
- Attribution des matériaux aux différentes couches,
- Spécifier les propriétés du matériau (matériaux isotropes, orthotropes et complètement anisotropes),
- Choix de la physique à utiliser (électromécanique (emi), mécanique du solide (solid)),
- Appliquer les conditions limites de base : (ex : encastrement, potentiel électrique, matériaux élastiques linéaires ...),
- Maillage du modèle,
- Choix de l'étude (ex : stationnaires, temporelles, fréquence propre, réponse fréquentielle, paramétrées et quasi-statiques),
- Effectuer l'étude.

#### 4.2.3.2 Choix des paramètres de simulation

Étant donné la complexité de notre étude, nous avons dû apporter quelques modifications à la structure globale, des modifications liées principalement à la convergence des calculs :

### a. Nombre de DDL

Dans le cas de structures présentant un comportement intrinsèquement non-linéaire, ce qui est le cas de notre étude, l'analyse dynamique par éléments finis devient laborieuse. Dans le but de réduire le nombre de DDL devant être pris en compte et donc réduire considérablement le temps de calcul, nous n'avons représenté qu'un quart de la structure complète du résonateur. Ceci est rendu possible par la symétrie cubique du silicium et la géométrie simplifiée utilisée pour les simulations numériques. On définit alors des conditions aux limites spécifiques sur les interfaces, pour tenir compte de la symétrie de la géométrie et des chargements. La condition aux limites mécanique est donc libre dans le plan et bloquée dans la direction hors plan (Fig.4.3).

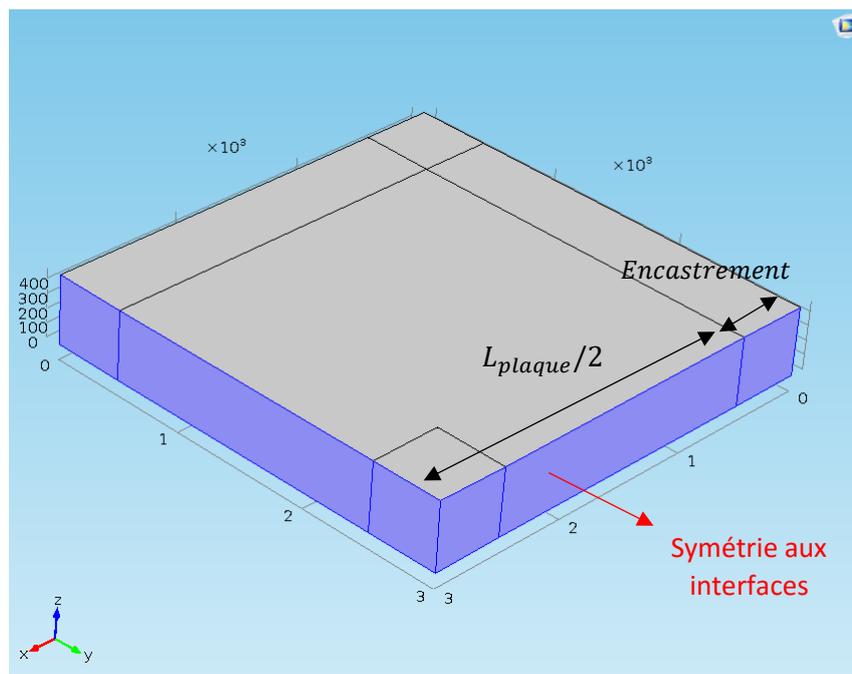


FIG. 4.3 - Structure telle que implémentée sous COMSOL.

### b. Maillage de la structure à modéliser

Le principe de la simulation par éléments finis repose sur le maillage. Le choix de ce dernier est primordial dans la mesure où la précision en dépend. En effet, nous avons eu quelques difficultés avec le solveur de COMSOL à cause des problèmes de convergence. Les paramètres affectant cette dernière sont la surface du bloc représentant le gap d'air et la taille de la maille entre la structure vibrante et le gap. Cependant, afin d'éviter tout problème lié à la discontinuité des faces lors du maillage de la structure dans sa globalité conduisant à des instabilités numériques, il est important de décomposer la structure de telle manière que chaque surface de bloc coïncide avec la surface du bloc adjacent. Le logiciel COMSOL offre la possibilité de séparer les sous-domaines dans différentes géométries. Ils sont cependant reliés entre eux par une condition « Identity Boundary Condition » pour assurer une continuité des grandeurs physiques. Le maillage est produit avec le générateur de maillage adaptatif. Cette option permet d'identifier au cours du calcul les régions nécessitant une résolution plus fine et de produire un maillage approprié à notre problème.

Le gap de nos structures présente un facteur d'aspect très grand, qui se traduit par des mailles très aplaties pour le milieu « air ». Théoriquement, cela n'est pas nuisible à la

résolution puisque le DDL (degré de liberté) « potentiel électrostatique » varie effectivement beaucoup plus vite suivant l'épaisseur du gap que parallèlement au plan du substrat.

En pratique, l'implémentation du logiciel, à laquelle nous n'avons pas accès, peut imposer certaines limites au facteur d'aspect des mailles. On peut penser d'une part à des raisons liées au calcul des intégrales élémentaires de la méthode des éléments finis par des méthodes purement numériques, et d'autre part à des limites qui seraient imposées par l'implémentation numérique de l'algorithme ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian Formulation) utilisé pour paramétrer la déformation du maillage du gap en fonction de la déformation des parois qui le délimitent. À l'opposé, un maillage du gap avec des éléments à faible facteur d'aspect implique un nombre de DDL considérable pour l'ensemble du problème.

La géométrie présentée dans la figure 4.4 a été maillée en utilisant des triangles libres linéaires et les quadrangles structurés avec une taille de maille « extra-fine » prédéfinie par COMSOL. Le maillage de la géométrie simulant la structure de maintien n'est pas affiné puisque les zones d'intérêt principal se trouvent au niveau de la membrane. Étant destinée à vibrer sur le fondamental, nous prévoyons 8 éléments dans l'épaisseur de la membrane vibrante.

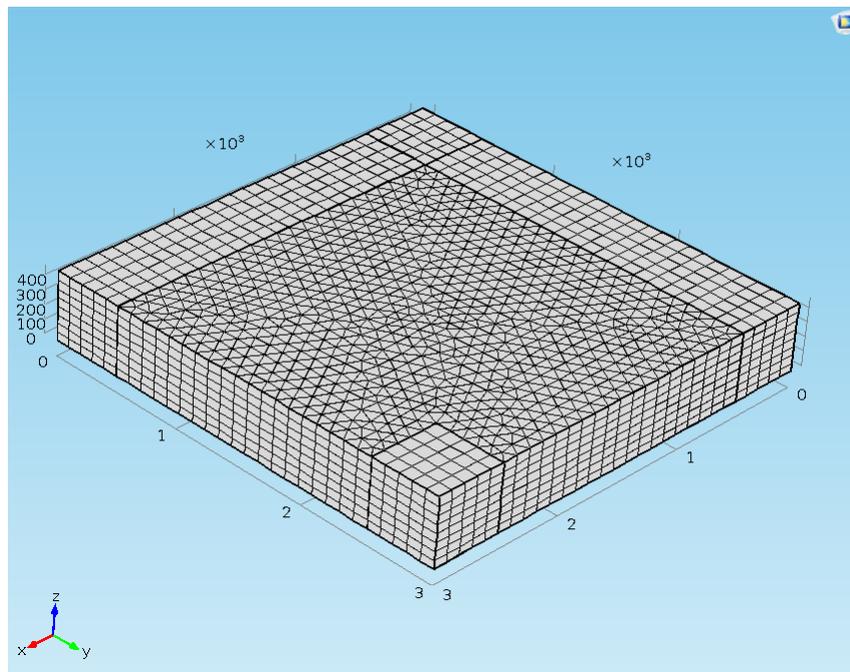


FIG. 4.4 - Distribution du maillage au voisinage du gap électrostatique.

#### 4.2.4 Étude statique

Le modèle est analysé en statique afin de déterminer le déplacement de la membrane sous l'effet de la force électrostatique induite par l'application d'une tension de polarisation DC. Cela permettra entre autres de déterminer les limites d'excitation pour chaque structure, en traçant les courbes de pull-in associées. Dans un premier temps, nous allons simuler la flèche de la membrane encastrée sur ses quatre côtés sous l'effet éventuel de la pression atmosphérique afin de définir les conditions environnantes de caractérisation et/ou d'utilisation du C-BAR) et de déduire le mode de scellement (sous-vide ou sous pression atmosphérique) du gap électrostatique. L'étude est divisée en trois sous-sections, effet d'un chargement mécanique,

l'effet d'un chargement électrique continu, et performances du résonateur. Pour une analyse précise, nous avons utilisé un modèle de matériau élastique incluant l'anisotropie du silicium. L'effet du chargement mécanique est cumulé avec celui du chargement électrique au sein de l'algorithme ALE pour définir dynamiquement la déformation des mailles du gap lors des étapes de calcul du potentiel électrique dans la structure. En raison de la non-linéarité de la force électrostatique par rapport à l'épaisseur du gap, le déplacement total n'est pas égal à la somme des déplacements induits par les chargements mécanique et électrique, pris isolément.

#### 4.2.4.1 Effet d'un chargement mécanique ( $P_{atm}$ )

Un point de départ consiste à se restreindre à une étude purement mécanique sans considérer les électrodes c'est-à-dire en désactivant le potentiel électrique. Le déplacement de la membrane suivant la direction verticale-z sous l'effet de la pression atmosphérique est alors obtenu en choisissant des dimensions latérales assez importantes devant l'épaisseur. Nous nous retrouvons dans ce cas dans une configuration unidimensionnelle, qui autorise une convergence rapide avec une assez bonne précision. Il s'agit en effet d'un problème purement linéaire, très classiquement rencontré en mécanique. La figure 4.5 met en évidence la flèche d'une membrane vibrante en silicium, carrée et encastrée sur ses quatre côtés, sous l'effet de la pression atmosphérique. L'étude faite ici concerne quatre variantes de membrane de  $5000 \times 5000 \mu m^2$ , encastrée sur ses quatre côtés, soumise à une pression atmosphérique de  $10^5 N/m^2$ . Il est à noter que la flèche ainsi générée ne peut excéder la valeur du gap initial (non-déformé).

La surface mise en jeu au cours d'un cycle de vibration étant non négligeable, ceci conduit à une flèche considérable de la membrane sous pression atmosphérique, étant donnée la taille des entrefers visés dans cette étude. Aussi, cette flèche est d'autant plus importante lorsque le design en question vise les hautes fréquences. Nous pouvons constater (Fig.4.6) que dans le cas de faibles épaisseurs de membrane, la pression atmosphérique produit une flèche dépassant la plus grande dimension de gap (cas 700 nm).

Un point très important est à remettre en situation par rapport à la manière dont le gap est scellé. À ce niveau, deux configurations s'offrent à nous :

- Si au moment de la réalisation technologique, le gap est scellé sous vide et que la caractérisation se fait sous atmosphère, la pression atmosphérique va contraindre la structure, et ce bien davantage que la force électrostatique. La membrane risque d'être déjà en contact avant même l'actionnement.
- Dans le cas où le gap n'est pas scellé sous vide, il y a de l'air des deux côtés, la structure est équilibrée et le problème disparaît de lui-même mais un autre phénomène est à prendre en considération : il va y avoir un frottement à la surface de la membrane au cours de sa vibration, phénomène connu sous le nom de « squeeze film damping » [Andrews et al., 1993], causant ainsi des pertes dans l'air dégradant par conséquent le facteur de qualité du résonateur.
- Maintenant, dans le cas où le gap est scellé sous vide et où la caractérisation et l'exploitation du résonateur se font elles aussi sous vide, il n'y aura aucun risque lié à la flèche de la membrane.

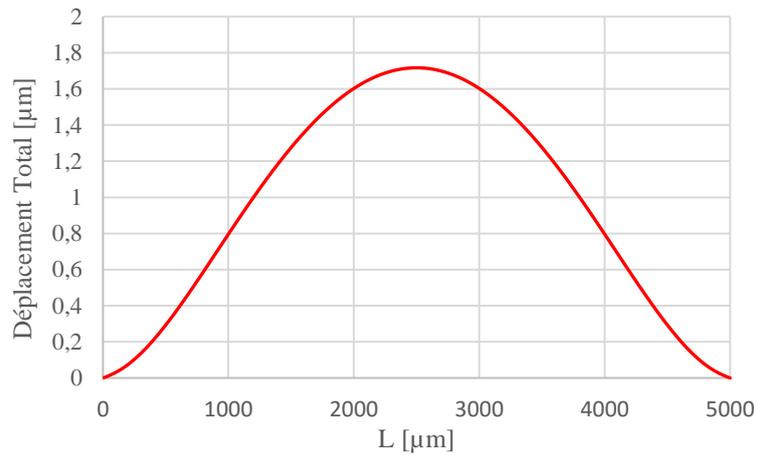
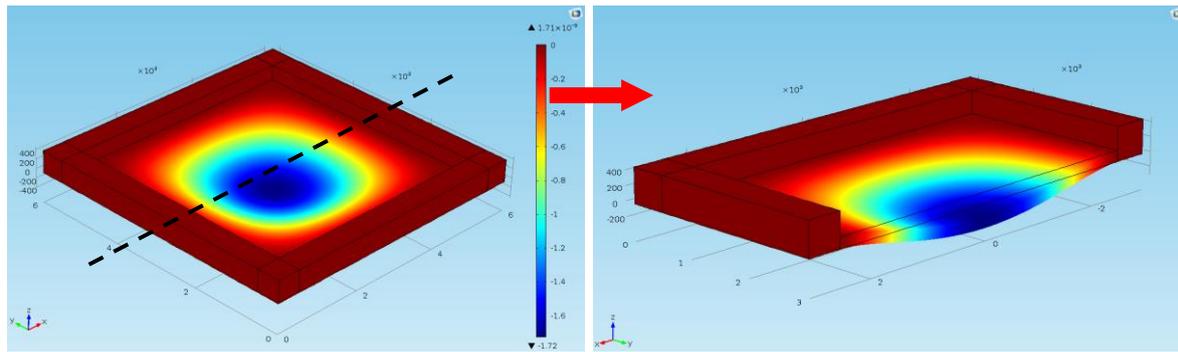


FIG. 4.5 - Déflexion sous  $P_{atm} = 10^5 \text{ N/m}^2$  pour une structure vibrante de  $150 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Haut : flèche de la membrane vibrante. Bas : déplacement total selon la dimension latérale de la membrane vibrante.

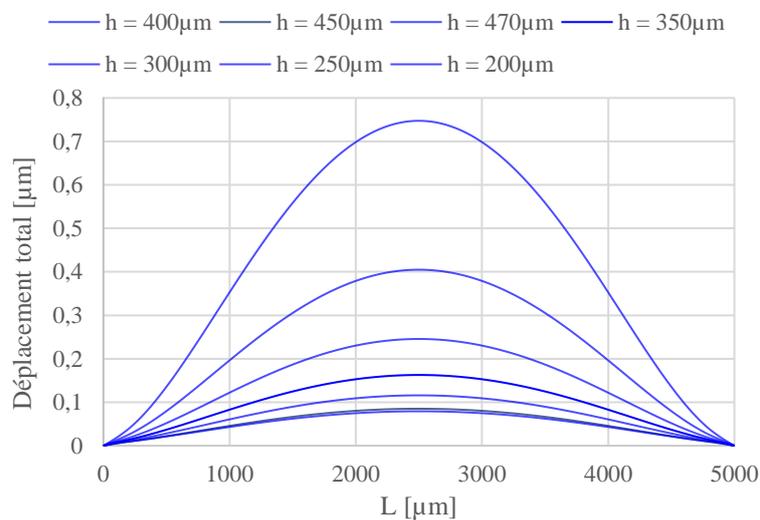


FIG. 4.6 - Déplacement total selon la dimension latérale de la membrane vibrante pour différentes épaisseurs de plaque vibrante.

Cependant, pour s'affranchir de tout ce qui est non-linéarités du déplacement statique attribuables à des variations de contrainte dans la structure mais aussi à la relation entre le chargement sur les frontières de la structure vibrante (ex : pression) et le déplacement, nous avons opté pour une réalisation de gaps sous atmosphère afin de mieux contrôler leurs épaisseurs au cours du cycle de vibration et repousser ainsi les limites liées aux mécanismes de couplage électrostatique. Nous avons donc décidé de ne s'intéresser qu'aux non-linéarités

électriques liées à l'excitation électrostatique, à savoir le pull-in et le claquage de l'entrefer d'air qu'on se propose d'étudier en profondeur dans la section suivante.

#### 4.2.4.2 Effet d'un chargement électrique continu « polarisation »

La structure fonctionne en réalité en régime forcé, sous l'action d'une force électrostatique répartie de façon non uniforme sur tout ou partie de la zone vibrante du C-BAR. L'influence de cette force sur la réponse statique de C-BAR, est obtenue en procédant à une étude purement stationnaire. Un terminal électrique est défini sur les interfaces délimitant le gap électrostatique, le premier définit l'électrode de masse (potentiel nul) entre la plaque vibrante en silicium et le gap électrostatique et le second définit l'électrode d'actionnement tel que le montre la figure 4.7.

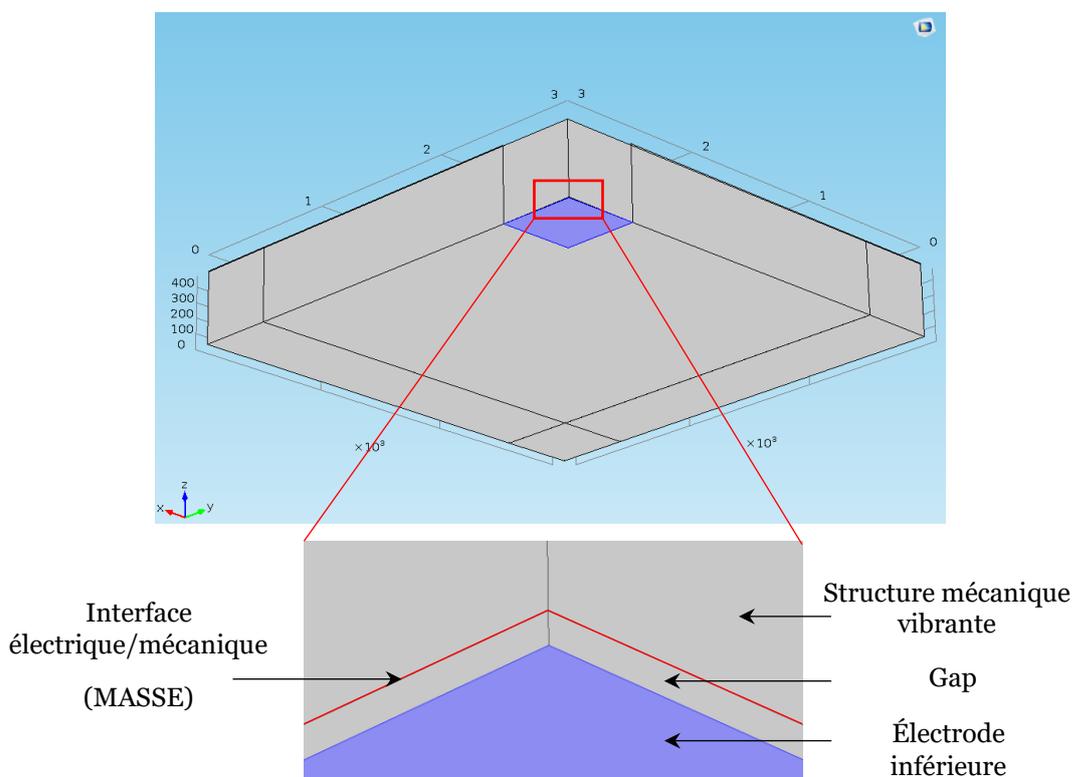


FIG. 4.7 - Représentation de l'électrode de basse sur la face inférieure du gap électrostatique.

Une tension électrique continue (DC) a été appliquée sur l'électrode d'actionnement générant par conséquent une composante statique du tenseur de Maxwell entraînant une déflexion de la structure. L'aboutissement de cette étude permet de définir une des limites de l'actionnement électrostatique précédemment évoquée (cf. 2.3), celle de la tension de pull-in du C-BAR. C'est le phénomène le plus réhhibitoire dans le cas de résonateurs capacitifs et il se traduit dans la pratique par des limitations de la tension de fonctionnement typiquement à quelques 10 – 100 V dans le cas de micro-dispositifs. Ces tensions limitent la valeur du coefficient de couplage électromécanique.

Toutefois, le phénomène de pull-in est désiré et même exploité pour certaines applications telles que l'approche basée sur les technologies MEMS pour la réalisation de références de tension AC étudié dans [Blard, 2011].

## Étude du phénomène de pull-in de la plaque vibrante

Pour estimer la tension de pull-in de chaque structure, COMSOL calcule le déplacement statique de la structure vibrante supposée supporter l'électrode mobile (interface entre la face supérieure du gap et la face inférieure de la structure vibrante), sous l'effet de la force électrostatique générée par la tension de polarisation. En réalité, nous pouvons sans restriction de généralité se placer dans le cas où le résonateur est supporté par un substrat rigide, mécaniquement stable, ce qui revient à bloquer mécaniquement la face inférieure du gap d'air représentant l'électrode fixe. Cette configuration forme un microsysteme à capacité variable.

Étant à la fois élastique et déformable, l'électrode mobile de notre système impose des conditions de déformation spécifiques, différentes de celles d'un condensateur plan dont l'électrode mobile est élastiquement suspendue permettant au condensateur de rester parfaitement plan au cours du déplacement uniforme de cette électrode mobile. Cette dernière configuration est celle que l'on retrouve dans tous les cours démontrant que le pull-in apparaît lorsque la tension de polarisation provoque un déplacement différentiel égal au tiers de l'entrefer, mais de nombreux auteurs citent le fait que le déplacement maximal au seuil de pull-in reste voisin de cette valeur dans les poutres et plaques se déformant de façon non homogène sous l'effet de la force électrostatique.

En pratique, nous avons demandé à COMSOL d'extraire la tension de pull-in de notre structure au centre de la plaque c'est à dire au maximum de déplacement statique. À partir du modèle théorique du phénomène de pull-in, deux modes de mesures de la tension de pull-in sont envisageables :

- Le mode  $V_{out-max}$  ou mode direct, basée sur l'expression de la force électrostatique. Dans ce cas, la force est appliquée sur la frontière de chargement de l'élément vibrant, et l'on procède à un balayage en tension jusqu'à la saturation du déplacement statique, mais cette méthode a ses limites, puisque à un moment donné, le calcul devient instable, à l'instar de la structure elle-même, ce qui met en défaut la convergence de l'analyse COMSOL. En effet, il est normal que, dès lors que les forces de rappel mécanique dans la structure ne compensent plus la force électrostatique, c'est-à-dire précisément à la tension de pull-in, nous observions une divergence de la solution qui n'est pas tolérée par le logiciel.
- Le mode  $V_{out-min}$  ou mode indirect, cette méthode est recommandée par l'éditeur du logiciel et bien documentée par celui-ci. Elle se base sur la définition théorique du phénomène de pull-in. En effet, cette tension caractéristique correspond à un déplacement de la structure vibrante aux alentours du tiers du gap initial. Le problème résolu est inversé : quelle est la tension nécessaire pour arriver à la coordonnée correspondante à 1/3 du gap ? cette formulation est judicieuse pour la résolution numérique car elle donne lieu à une procédure itérative toujours convergente. Par exemple, pour une valeur de déplacement fixée au voisinage du seuil de pull-in, on obtient deux valeurs de tension solutions du problème, une tension  $V_1$  correspondant à la valeur produisant ce déplacement quand on augmente la tension à partir de zéro, et un autre valeur  $V_2$  produisant ce même déplacement lors du relâchement de la structure quand on diminue la tension après collage de celle-ci. Le seuil de pull-in est obtenu quand les deux valeurs  $V_1$  et  $V_2$  coïncident. En deçà de cette limite, la courbe déplacement-tension est univoque. En pratique il est demandé à l'utilisateur d'imposer en un point donné une contrainte à la résolution. Cela se fait par la

résolution d'une équation globale avec un paramètre que le logiciel ajuste pour assurer la condition (ici :  $V_{dcSP}$ ). L'opérateur d'intégration sur un point sert à rendre globale la coordonnée  $z$  du point dont on impose le déplacement ( $z_{set}$ ).

Le principe de cette démarche est amplement décrit dans la documentation du modèle (Pull-in Voltage for a Biased Resonator-3D) qu'on peut trouver dans la bibliothèque de modèles ou ici [Tutorial Comsol]. Tout l'intérêt de cette deuxième méthode par rapport à la méthode directe réside dans le fait d'éviter au logiciel de chercher des solutions là où il n'y en a pas, c'est pourquoi c'est cette méthode que nous avons utilisée pour le calcul de la tension de pull-in.

Nous allons dans ce qui suit tenter de mettre en évidence la dépendance de la tension de pull-in en fonction des différents paramètres entrant en jeu dans sa détermination, tel que l'épaisseur de la plaque vibrante, la taille de l'entrefer, et la taille de la surface chargée. Nous avons considéré dans cette étude trois variantes d'électrodes, à savoir,  $800 \mu m$ ,  $1000 \mu m$ , et  $2000 \mu m$  de côté, ainsi que 3 variantes d'entrefers, à savoir,  $200 nm$ ,  $400 nm$ ,  $700 nm$  et  $1 \mu m$ . Le calcul du pull-in étant lent, nous n'avons simulé que le quart de la structure pour cette étude.

a. Dépendance de  $V_{pull-in}$  de l'épaisseur de la plaque vibrante :

La figure 4.8 rend compte de l'impact de l'épaisseur de la plaque vibrante de  $5000 \mu m$  de côté sur l'évolution de la courbe  $V_{out-min} = f(z_{pull-in})$ . Ici, les tailles de l'entrefer et celle de l'électrode carrée sont fixes et valent,  $700 nm$ , et  $2000 \mu m$  de côté, respectivement. Les résultats obtenus semblent tout à fait cohérents avec la limite théorique du pull-in à  $1/3$  du gap initial non-déformé [Tableau 4.1].

La fréquence étant liée à la rigidité de la membrane vibrante (relation), il est normal de constater que les plaques ayant des épaisseurs importantes présentent des tensions de pull-in très élevées qui ne posent aucun problème. En effet, le passage par un minimum des courbes de pull-in caractérise l'instabilité du système définissant  $V_{pull-in}$  qui passe de  $38 V$  pour une plaque de  $150 \mu m$  d'épaisseur à  $196 V$  pour une plaque de  $470 \mu m$  d'épaisseur.

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (4.1)$$

En effet, comme nous l'avons précédemment évoqué (§2.2.2), la tension de pull-in dépend par principe de la constante de raideur  $K$  de l'élément vibrant pour la flexion statique. Ceci justifie a posteriori l'utilisation du monocristal de silicium car il présente d'excellentes propriétés mécaniques tout en étant moins sensible à la fatigue que le Poly-silicium. En effet, les structures en monocristal de silicium peuvent tolérer des pressions supérieures à  $3 GPa$  pour  $10^{11}$  cycles sans montrer des signes de fatigue ou de rupture [Muhlstein et al., 2001], [Komai et al., 1998], [Camon et Ganibal, 2007].

Le tableau 4.1 résume les principales caractéristiques du phénomène de pull-in de différentes structures obtenues par modélisation numérique :

$h$ [ $\mu m$ ]	$g/3$ [ $nm$ ] COMSOL	$V_{pull-in}$ COMSOL [V]
150	280	$\sim 38$
400		$\sim 160$
450		$\sim 178$
470		$\sim 196$

Tableau 4.1 - Dépendance de la tension de pull-in en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante.

L'étude étant faite pour une taille d'entrefer donnée, le déplacement statique au pull-in est alors le même pour les différentes épaisseurs de plaques vibrantes (Fig.4.8-a) puisqu'il dépend essentiellement de la taille de l'entrefer.

b. Dépendance de  $V_{pull-in}$  en fonction de la taille de l'entrefer :

Après avoir vu l'impact de l'épaisseur de la plaque vibrante sur la tension de pull-in du résonateur, nous nous sommes proposé de voir comment le modèle traduit l'influence de l'épaisseur de l'entrefer initial non-déformé. Cet effet est pris en compte dans l'expression de la tension de pull-in (Eq 2.96).

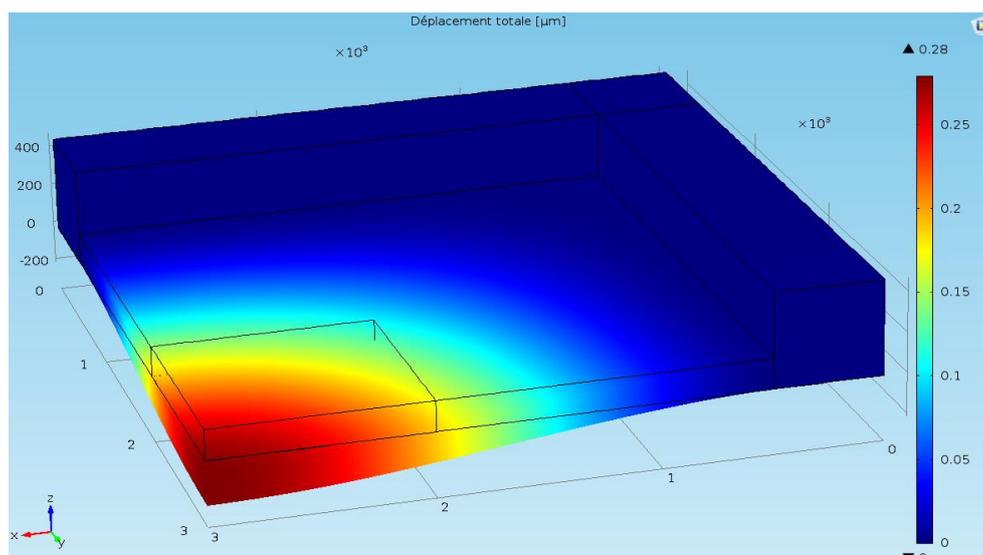
La figure 4.9 met en évidence l'effet d'une variété de tailles d'entrefers sur la tension de pull-in. Le gap électrostatique apparait au dénominateur dans l'expression du pull-in (Eq 2.96). Par conséquent, la tension de pull-in  $V_{pull-in}$  présente une dépendance inversée en fonction de l'entrefer. Cette dépendance est conséquente sur la tension de pull-in dans le cas de faibles entrefers. La tension de pull-in  $V_{pull-in}$  varie entre 585 V pour l'entrefer le plus large (ici 1  $\mu m$ ) et 52 V pour le plus étroit (ici égale à 200 nm).

Ces tensions correspondent à la tension maximum quand le déplacement de la plaque vibrante est à 1/3 de l'entrefer initial, c'est-à-dire, à 66 nm, 233 nm, et 333 nm, pour les entrefers de 200 nm, 400 nm, 700 nm, et 1  $\mu m$ , tel que c'est présenté dans le tableau 4.2.

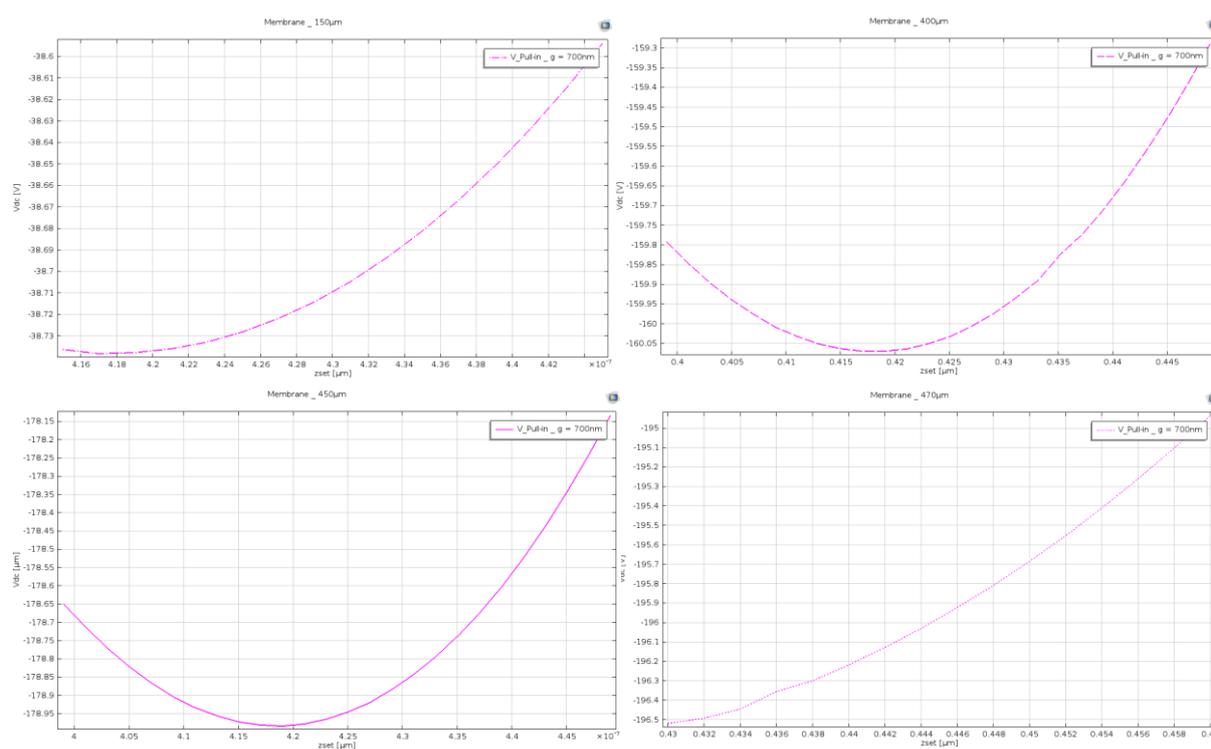
$g$ [ $nm$ ]	$g/3$ [ $nm$ ] COMSOL	$V_{pull-in}$ [V] COMSOL
200	73,156	$\sim 52$
400	146,83	$\sim 144$
700	275,37	$\sim 342$
1000	371,10	$\sim 585$

Tableau 4.2 - Dépendance de la tension de pull-in en fonction de l'entrefer. ( $h = 470 \mu m$ ,  $L_e = 1000 \mu m$ ,  $L_m = 5000 \mu m$ ).

Nous observons que la tension au seuil de pull-in varie en  $g^{3/2}$ .

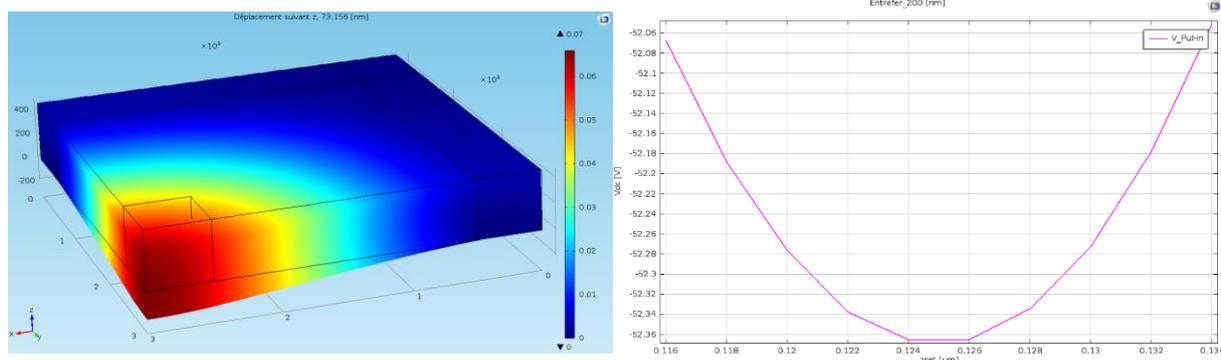


- (a) Cette figure montre le déplacement de la membrane à la tension de pull-in. Le déplacement maximum au pull-in est de  $280 \text{ nm}$ . Ceci est comparable à la valeur de  $233 \text{ nm}$  pour un gap de  $700 \text{ nm}$  obtenue dans un modèle linéaire.



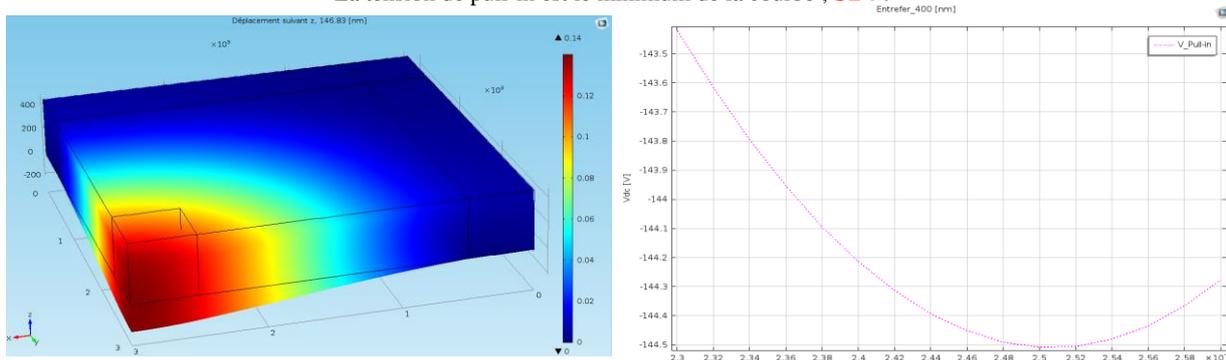
- (b) Les courbes représentent la tension nécessaire pour atteindre le déplacement limite de la membrane. La tension de pull-in est le minimum de chaque courbe. Le déplacement suivant la composante-z où le pull-in survient correspond au déplacement proche de  $1/3$  de l'épaisseur de l'entrefer initial avant déformation.

FIG. 4.8 - Pull-in pour différentes épaisseurs de plaque vibrante,  $150 \mu\text{m}$ ,  $400 \mu\text{m}$ ,  $450 \mu\text{m}$ ,  $470 \mu\text{m}$ ,  $g = 700 \text{ nm}$ ,  $L_e = 2000 \mu\text{m}$ ,  $L_m = 5000 \mu\text{m}$ .



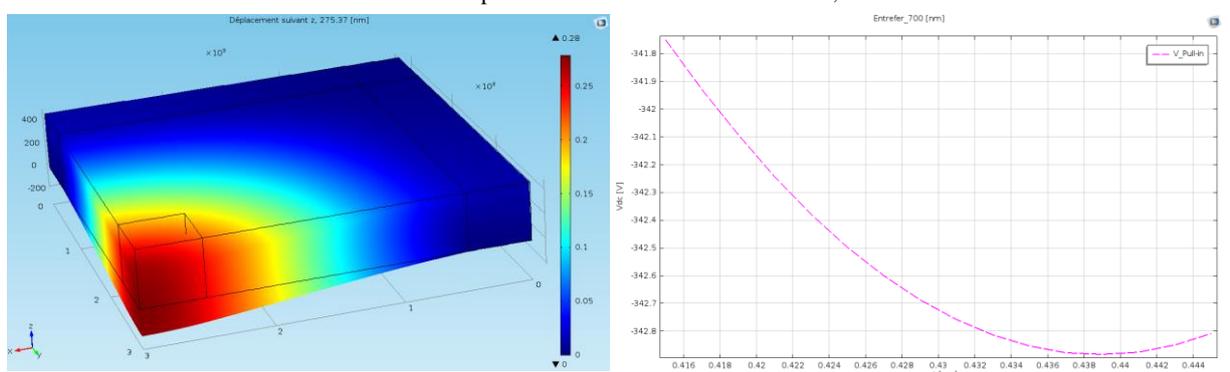
Cette figure montre le déplacement de la membrane à la tension de pull-in. Le déplacement maximum au pull-in est d'environ **73 nm**. Ceci est comparable à la valeur de **66 nm** pour un gap de **200 nm** obtenu dans un modèle linéaire.

La tension de pull-in est le minimum de la courbe ; **52 V**.



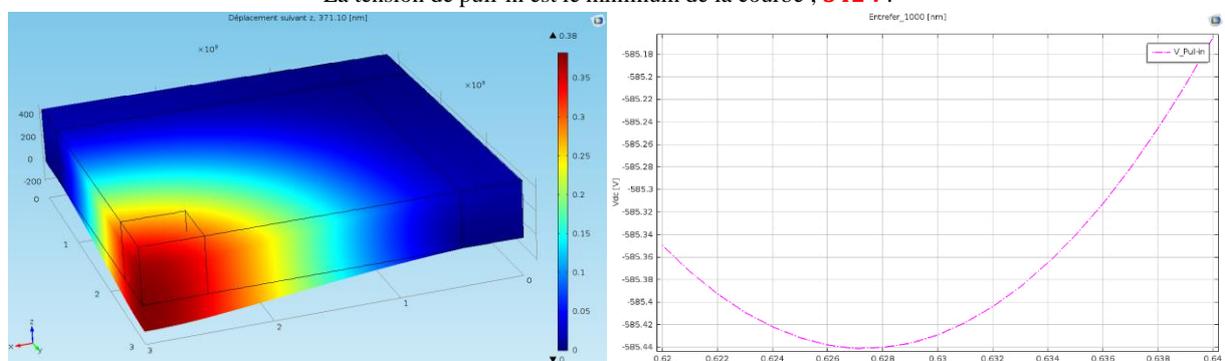
Cette figure montre le déplacement de la membrane vibrante à la tension de pull-in. Le déplacement maximum au pull-in est d'environ **146,83 nm**. Ceci est comparable à la valeur de **133 nm** pour un gap de **400 nm** obtenue dans un modèle linéaire.

La tension de pull-in est le minimum de la courbe ; **144 V**.



Cette figure montre le déplacement de la membrane vibrante à la tension de pull-in. Le déplacement maximum au pull-in est d'environ **275 nm**. Ceci est comparable à la valeur de **233 nm** pour un gap de **700 nm** obtenue dans un modèle linéaire.

La tension de pull-in est le minimum de la courbe ; **342 V**.



Cette figure montre le déplacement de la membrane vibrante à la tension de pull-in. Le déplacement maximum au pull-in est d'environ **371 nm**. Ceci est comparable à la valeur de **333 nm** pour un gap de **1 micromètre** obtenue dans un modèle linéaire.

La tension de pull-in est le minimum de la courbe ; **585 V**.

FIG. 4.9 - Pull-in d'une plaque vibrante de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur en fonction de différents entrefers,  $200 \text{ nm}$ ,  $400 \text{ nm}$ ,  $700 \text{ nm}$  et  $1 \mu\text{m}$ , ( $L_e = 1000 \mu\text{m}$ ,  $L_m = 5000 \mu\text{m}$ ).

c. Dépendance de  $V_{pull-in}$  en fonction des surfaces de la zone active et du résonateur :

Nous venons de voir l'effet de la taille d'entrefer sur la tension de pull-in du résonateur. Nous nous intéresserons maintenant à la modélisation de l'influence de la dimension latérale de la plaque vibrante ainsi qu'à la surface de la zone active électriquement chargée par l'électrode d'actionnement.

La figure 4.10 présente l'évolution de la tension de pull-in en fonction de la taille d'électrode d'actionnement et ce pour trois variantes, à savoir, 800  $\mu m$ , 1000  $\mu m$ , et 2000  $\mu m$  de côté. Nous pouvons clairement constater que l'impact de la surface des électrodes d'actionnement sur la tension de pull-in du résonateur est un paramètre non négligeable. La dépendance est opposée ; plus la taille d'électrode est petite et plus la limite du pull-in est repoussée. En effet, pour une électrode ayant 800  $\mu m$  de côté, la tension de pull-in est atteinte au voisinage de 420 V contre 196 V pour une électrode de 2000  $\mu m$ .

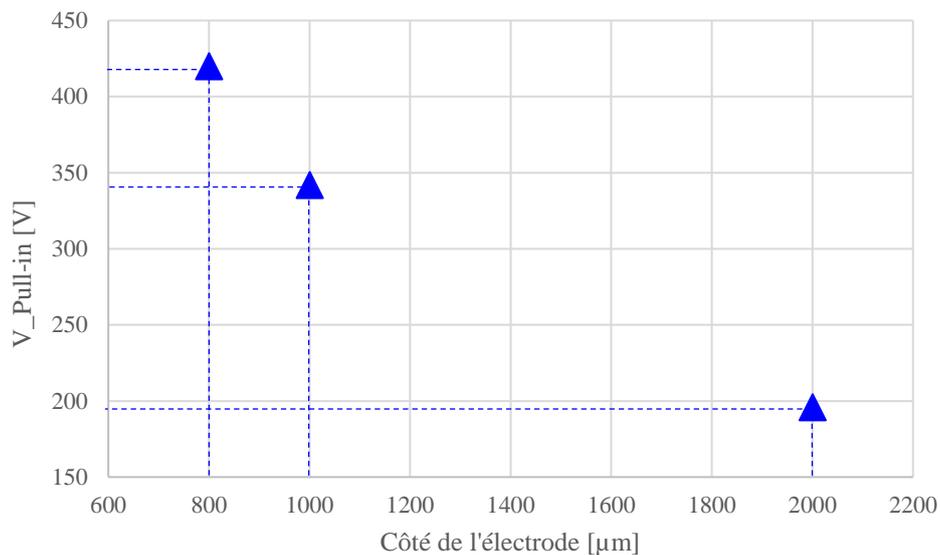


FIG. 4.10 - Pull-in d'une plaque de 470  $\mu m$  d'épaisseur en fonction de taille des électrodes de côté égal à 800  $\mu m$ , 1000  $\mu m$ , 2000  $\mu m$ , ( $g = 400 nm$ ,  $L_m = 5000 \mu m$ ).

Les structures vibrantes présentant des dimensions latérales importantes, typiquement de quelques millimètres, sont très défavorables au principe de MEMS étudié ici, car elles se caractérisent par une flexibilité importante abaissant notablement la tension de pull-in et limitant le  $k^2$  par voie de conséquence. De plus, on peut imaginer que cette configuration, puisse donner lieu à des déformations locales permanentes de la structure même au repos influençant ainsi la valeur de la tension de pull-in en la diminuant davantage.

Nous avons évoqué dans la section 2.2 du chapitre 2, les différentes limitations de la tension d'actionnement liées principalement au mode d'excitation entrepris dans cette étude. En effet, la tension d'actionnement et le champ DC maximal utilisable en pratique correspondent au minimum de 3 valeurs : le champ au seuil de collage ; étudié ici, le champ correspondant à la tension DC maximale autorisée sur les équipements de caractérisation (VNA), et le champ disruptif. Ce dernier correspond à la tension de claquage de l'air emprisonné dans le gap électrostatique.

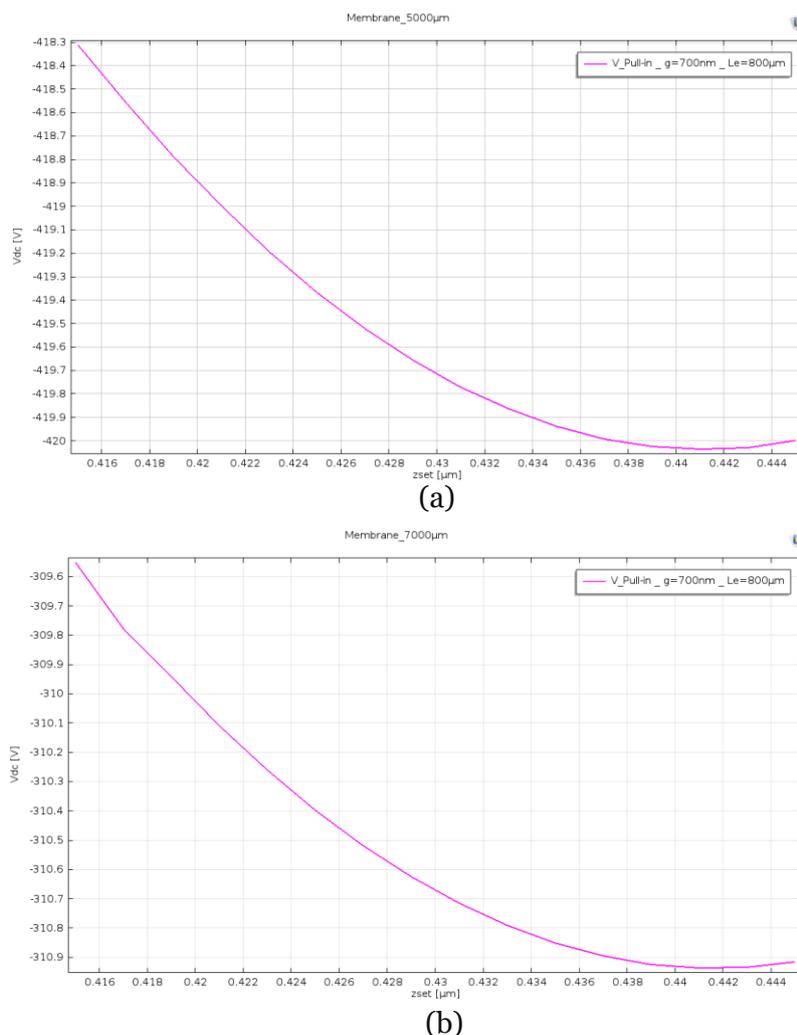


FIG. 4.11 - Impact de la dimension latérale de la membrane vibrante sur la tension de pull-in, a)  $5000 \mu\text{m}$  vs b)  $7000 \mu\text{m}$ . ( $g = 700 \text{ nm}$ ,  $L_m = 800 \mu\text{m}$ ).

Les travaux précédents ont permis de situer cette tension aux alentours de  $150 \text{ V}/\mu\text{m}$  sous conditions normales de température et de pression. Le claquage est destructif pour les résonateurs raison pour laquelle nous avons eu recours à un dépôt d'une couche de diélectrique au niveau du gap permettant de repousser la limite de ce phénomène. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la section modélisation électromécanique du C-BAR (§4.3). Il est cependant indispensable de le prendre en considération.

## Déplacement statique de la plaque

Deux grands points sont donc mis en évidence à l'issue de l'étude menée dans le paragraphe (pull-in), le premier a permis de définir la limite au-delà de laquelle le résonateur n'est plus exploitable ( $V_{pull-in}$ ). Le second a permis la définition de la gamme de tensions de polarisation (Tableau 4.3) où la plaque est capable de vibrer sans qu'il y ait claquage du résonateur. Nous tenterons ici d'étudier l'évolution du déplacement statique de la plaque vibrante en fonction de cette plage de tension d'actionnement avant que cette dernière n'atteigne  $V_{pull-in}$ .

Nous simulons, à présent, le déplacement statique vertical (selon l'épaisseur) de la membrane au-dessus du résonateur. Ce déplacement est estimé au centre de la partie active. La source de déformation provient de la contrainte induite par la couche de silicium sous l'effet

du champ électrique. Le gap électrostatique est polarisé entre deux électrodes, soumises à une plage de différence de potentiel définie par l'étude de pull-in précédemment établie.

En guise de comparaison, nous proposons le tableau 4.3, présentant les gammes de tensions d'actionnement admissibles par le résonateur en fonction des entrefers et des tailles d'électrodes d'actionnement pour deux épaisseurs de plaque vibrante, 150  $\mu\text{m}$ , et 470  $\mu\text{m}$ . L'écart relatif pour une même configuration est en moyenne de 20 %.

Pour  $h = 150 \mu\text{m}$

$L_e/g$	200 [nm]	400 [nm]	700 [nm]
800 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 12V]	[0 – 35V]	[0 – 82V]
1000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 10V]	[0 – 29V]	[0 – 67V]
2000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 6V]	[0 – 16V]	[0 – 38V]

Pour  $h = 470 \mu\text{m}$

$L_e/g$	200 [nm]	400 [nm]	700 [nm]
800 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 64V]	[0 – 177V]	[0 – 420V]
1000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 52V]	[0 – 144V]	[0 – 342V]
2000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 29V]	[0 – 83V]	[0 – 196V]

Tableau 4.3 - Gamme de tensions d'actionnement  $V_{DC}$  [V] admissibles par le résonateur avant que ce dernier ne se mette en court-circuit. Les valeurs de tensions sont données pour différentes tailles d'électrodes et différents entrefers ( $L_m = 5000 \mu\text{m}$ ).

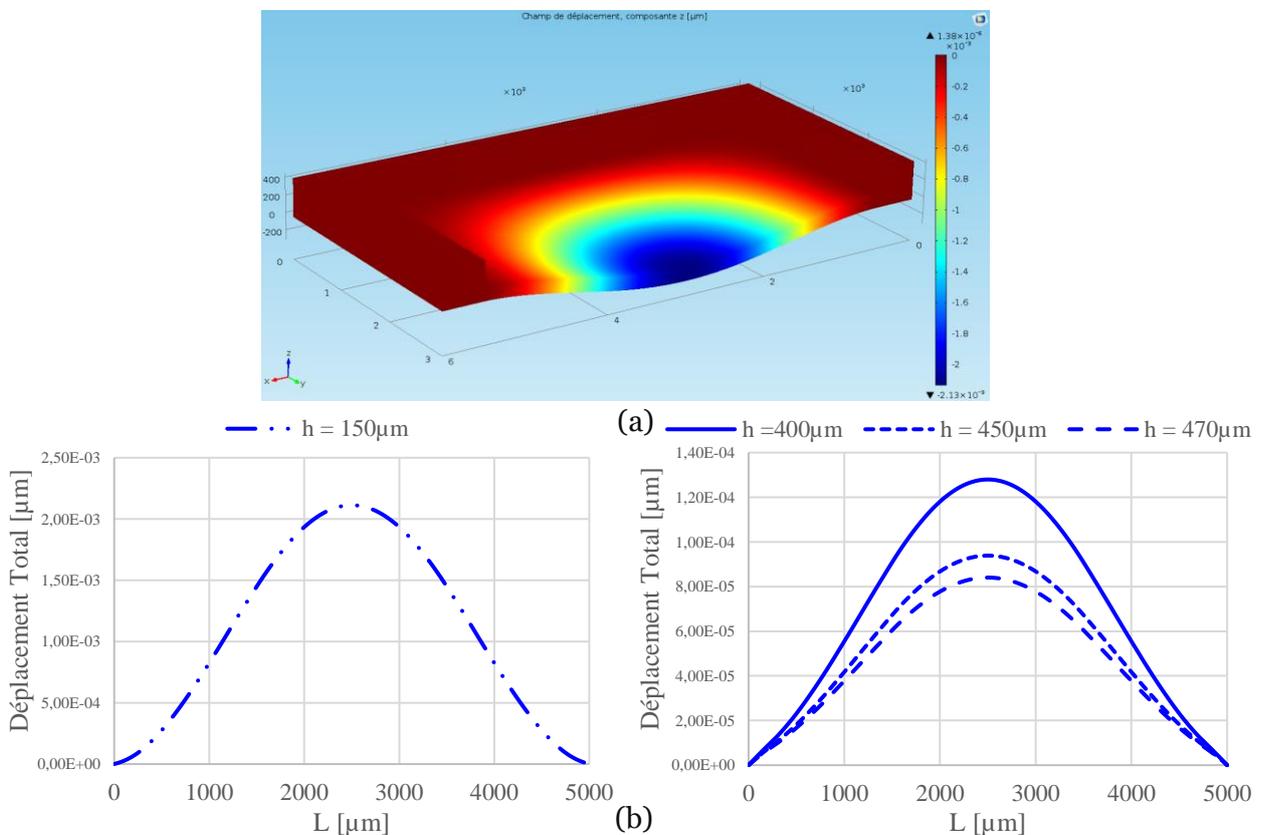


FIG. 4.12 - Évolution du déplacement statique. a) Déflexion d'une membrane de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur soumise à une tension DC de 5 V, b) Profil de déformation de membranes de différentes épaisseurs, déplacement suivant z. ( $g = 700 \text{ nm}$ ,  $V_{dc} = 5 \text{ V}$ ,  $L_e = 2000 \mu\text{m}$ ,  $L_m = 5000 \mu\text{m}$ ).

a. Dépendance de  $u_3$  en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante :

Le but ici est d'étudier l'effet de l'épaisseur de la plaque vibrante sur le déplacement statique pour une tension d'actionnement donnée. La figure 4.12 montre l'évolution du déplacement statique selon l'axe vertical  $z$  d'une variante d'épaisseur de plaques vibrantes en silicium.

$h$ [ $\mu m$ ]	$u_z$ [ $nm$ ]
150	2,127
400	0,12
450	0,093
470	0,084

Tableau 4.4 - Déplacement statique maximal au centre de la membrane vibrante pour les 4 variantes d'épaisseurs.

Pour une tension d'actionnement donnée, ici  $5V$ , le déplacement statique présente différents comportements selon l'épaisseur de la plaque vibrante. En effet, ce dernier est d'autant plus important que la plaque en question soit mince (Fig. 4.12-b). La membrane est susceptible de fléchir davantage pour des épaisseurs de plaques plus faibles. Par conséquent, la dépendance de  $u_3$  est donc inversée en fonction de la rigidité de la plaque vibrante pour une tension d'actionnement donnée.

De plus, il apparaît que la distribution du déplacement statique pour une configuration donnée (Fig. 4.12-a), est uniforme au centre de la structure, mais ceci n'est pas étendu sur toute la surface. Ceci est dû en majeure partie au mode d'excitation simple face mais aussi au fait que nous avons imposé que le résonateur est encasté aux bords, ce qui implique que les déplacements  $u_1 = u_2 = u_3 = 0$ , autrement, la distribution du déplacement se serait étendue à la totalité de la surface de la zone vibrante de manière totalement uniforme.

b. Dépendance de  $u_3$  en fonction de la dimension latérale de la plaque vibrante :

Nous venons de voir l'effet de l'épaisseur de la plaque vibrante sur le déplacement statique de celle-ci. Nous nous proposons ici d'étudier l'impact de la dimension latérale de la plaque vibrante sur le déplacement statique de celle-ci (4.13).

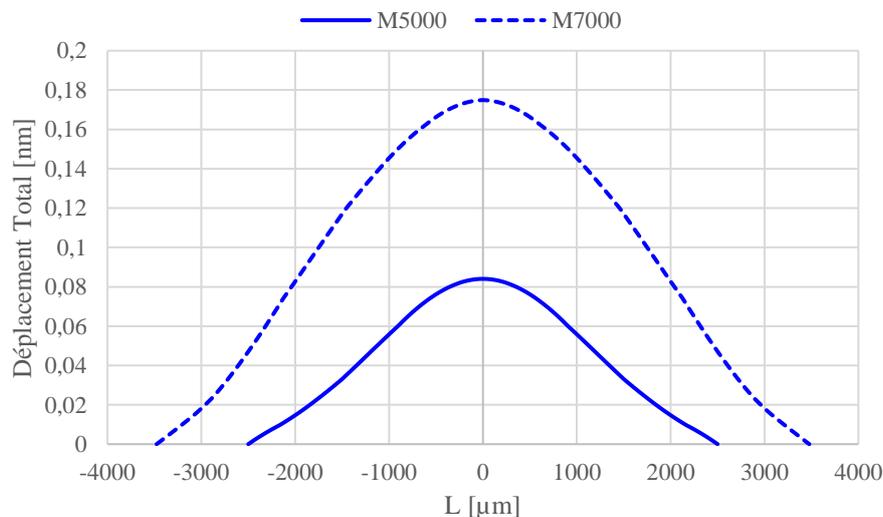


FIG. 4.13 - Évolution du déplacement statique suivant la direction  $z$  en fonction de la dimension latérale de la plaque vibrante.

Pour la même excitation, le déplacement de la membrane vibrante va dépendre essentiellement des propriétés géométriques de celle-ci mais aussi de sa rigidité qui peut être due à l'épaisseur de la plaque vibrante comme nous venons de le voir dans l'étude précédente mais aussi à sa dimension latérale. Ainsi, une plaque de longueur importante induit une flèche plus importante qu'une plaque de dimension latérale réduite.

c. Dépendance de  $u_3$  en fonction de la taille d'électrode d'actionnement :

Nous venons de voir l'effet de la dimension latérale de la plaque vibrante sur le déplacement statique de celle-ci.

Nous nous proposons ici d'étudier l'impact de la surface des électrodes d'actionnement.

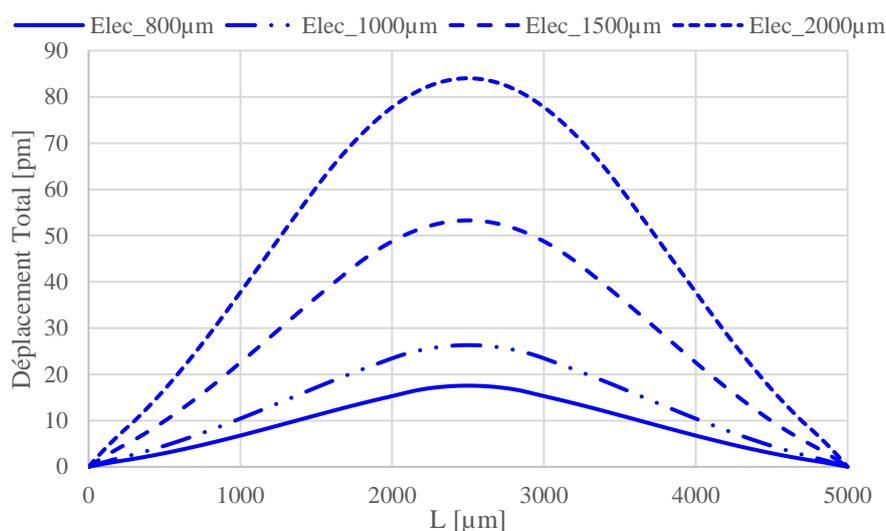


FIG. 4.14 - Influence de la surface d'électrode d'actionnement sur le déplacement statique pour une plaque de  $470 \mu m$  d'épaisseur. ( $g = 700 nm$ .  $V_{dc} = 5 V$ ).

Côté d'électrode [ $\mu m$ ]	$u_z$ [ $nm$ ]
800	1,04
1000	$2,58 \times 10^{-1}$
1500	$8,4 \times 10^{-2}$
2000	$4,12 \times 10^{-2}$

Tableau 4.5 - Déplacement statique maximal au centre de la membrane vibrante en fonction de taille des électrodes.

La figure 4.14 montre la dépendance proportionnelle du déplacement statique d'une membrane de  $5000 \mu m$  de côté en fonction de la surface de l'électrode d'actionnement, pour une tension et une épaisseur de plaque données,  $5 V$  et  $470 \mu m$ , respectivement.

Suite à l'application d'une tension de polarisation, la force électrostatique responsable de l'attraction entre les deux électrodes, principalement due aux charges piégées dans celles-ci, va augmenter avec la surface chargée soit grande. En effet, le déplacement statique est de seulement  $16 pm$  dans le cas d'une électrode de  $800 \mu m$  de côté contre  $80 pm$  pour une électrode de  $2000 \mu m$  de côté, soit cinq fois plus grand.

d. Dépendance de  $u_3$  en fonction de la taille d'entrefer :

L'effet essentiel est la variation de l'entrefer car on peut penser qu'elle conditionne directement le  $k^2$ . L'ajustement de l'entrefer permet de modifier la force électrostatique à laquelle la plaque vibrante est soumise. Nous nous proposons ici d'étudier son impact sur le déplacement statique pour une plaque vibrante d'épaisseur donnée.

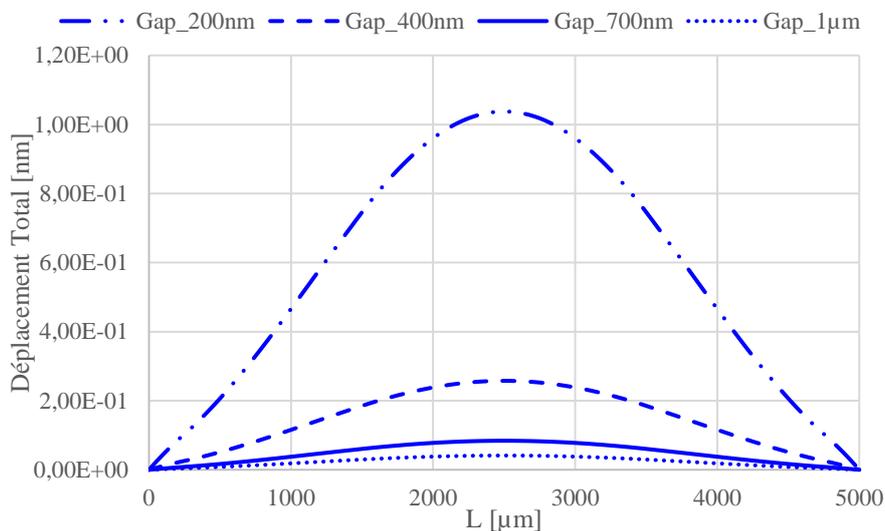


FIG. 4.15 - Évolution du déplacement statique en fonction de différentes tailles d'entrefer pour  $h = 470 \mu\text{m}$  et une électrode donnée.

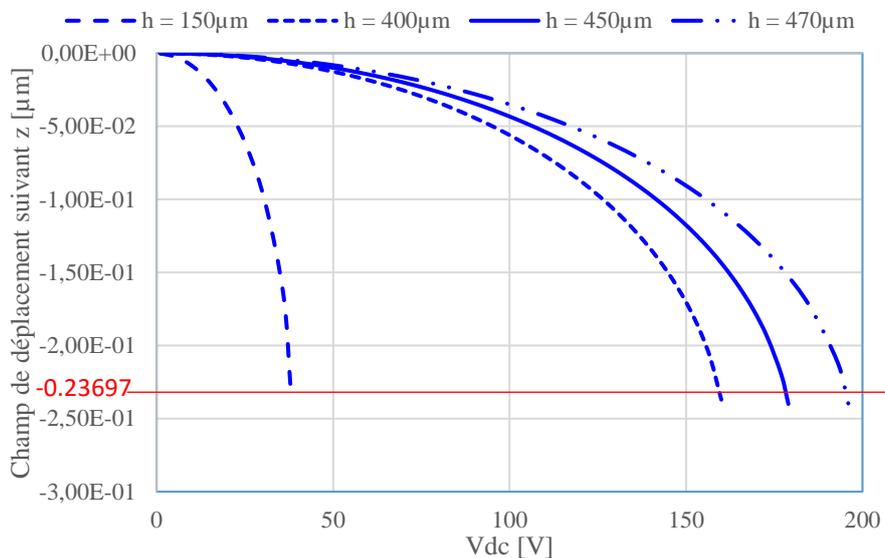


FIG. 4.16 - Déplacement statique suivant la direction z en fonction de  $V_{dc}$  pour différentes épaisseurs de plaque vibrante,  $g = 700 \text{ nm}$ , taille d'électrode =  $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$ .

La figure 4.15 montre l'impact de l'entrefer sur le déplacement statique d'une plaque vibrante de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur. La dépendance du déplacement statique en fonction de l'entrefer n'est pas directe. Pour la comprendre, revenons sur la définition de l'actionnement électrostatique. La composante DC de la tension engendre une force électrostatique agissant doublement sur la plaque : d'une part elle fixe le déplacement statique, d'autre part elle se répercute sur l'amplitude de la vibration occasionnée par la composante AC de ladite tension.

e. Dépendance de  $u_3$  en fonction de la tension d'alimentation  $V_{dc}$  :

La figure 4.16 présente l'étude de l'effet de la tension DC sur le déplacement statique de la plaque vibrante en silicium monocristallin. Les tracés montrent une dépendance décroissante du déplacement statique en fonction de la tension d'alimentation  $V_{dc}$ . Le déplacement statique maximal au centre de la plaque est atteint pour une tension  $V_{dc}$  correspondant au pull-in de la structure en question. Le trait rouge délimite la valeur moyenne des déplacements maximums tolérés par chaque plaque vibrante ayant une épaisseur donnée ; ainsi nous pouvons constater que cette valeur se rapproche de 1/3 du gap de 700 nm estimée à  $-0,23697 \mu\text{m}$ .

### Évolution de la capacité statique du résonateur

Nous avons étudié le circuit électrique équivalent du résonateur électromécanique dans le premier chapitre (cf. 1.3.2). Ce modèle est constitué de deux branches électriques en parallèle. La première est un circuit RLC série décrivant le comportement acousto-mécanique du résonateur. La seconde correspond à la capacité statique du résonateur, souvent inhérente à la mesure, difficile à estimer. Nous proposons ici d'analyser son évolution dans le domaine statique en fonction de différents paramètres.

Dans un premier temps, nous allons estimer sa valeur grâce à la formule analytique donnée par l'équation (1.6), pour une structure de dimensions données. À noter que cette formule permet de renseigner la valeur de  $C_0$  statique, c'est-à-dire, en considérant la structure à l'état d'équilibre stable, le gap est ainsi non déformé. Le tableau 4.6 propose une comparaison des capacités statiques pour une plaque vibrante de 470  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, en fonction de différentes variantes, notamment de leurs surfaces chargées et la taille de l'entrefer. Nous pouvons constater que les valeurs des capacités statiques de l'étude varient entre quelques dizaines de pico Farad à quelques centaines de pico Farad.

$L_{elec} \backslash g$	200 [nm]	400 [nm]	700 [nm]
800 [ $\mu\text{m}$ ]	28,3 pF	14,2 pF	8,10 pF
1000 [ $\mu\text{m}$ ]	44,3 pF	22,1 pF	12,6 pF
2000 [ $\mu\text{m}$ ]	177 pF	88,5 pF	50,6 pF

Tableau 4.6 - Valeurs théoriques de la capacité statique pour différentes structures de résonateur.

a. Évolution de  $C_0$  en fonction de la tension d'alimentation  $V_{dc}$  :

Dans un premier temps, nous avons étudié l'effet de la tension de polarisation DC sur la capacité statique du résonateur. La figure (4.17-a) montre l'évolution de la capacité statique  $C_0$  en fonction de la tension DC. Les tracés montrent que la montée en tension DC se traduit par une variation de plus en plus significative de la capacité du condensateur formé par les électrodes d'alimentation. En effet, le fait d'augmenter la tension DC joue sur la capacité statique du résonateur en la déformant comme étudié plus haut. Une diminution de l'entrefer change donc à la fois la capacité statique en augmentant sa valeur tel que représenté dans (4.17-b), et la force électrostatique de manière similaire à l'effet lié à l'augmentation de la tension de polarisation (Eq 2.97). En conclusion, plus nous augmentons cette tension et plus nous diminuons l'entrefer, plus nous augmentons la capacité statique du résonateur jusqu'à

atteindre sa valeur maximale correspondant au maximum de tension d'actionnement admissible par le résonateur au seuil de pull-in de la structure.

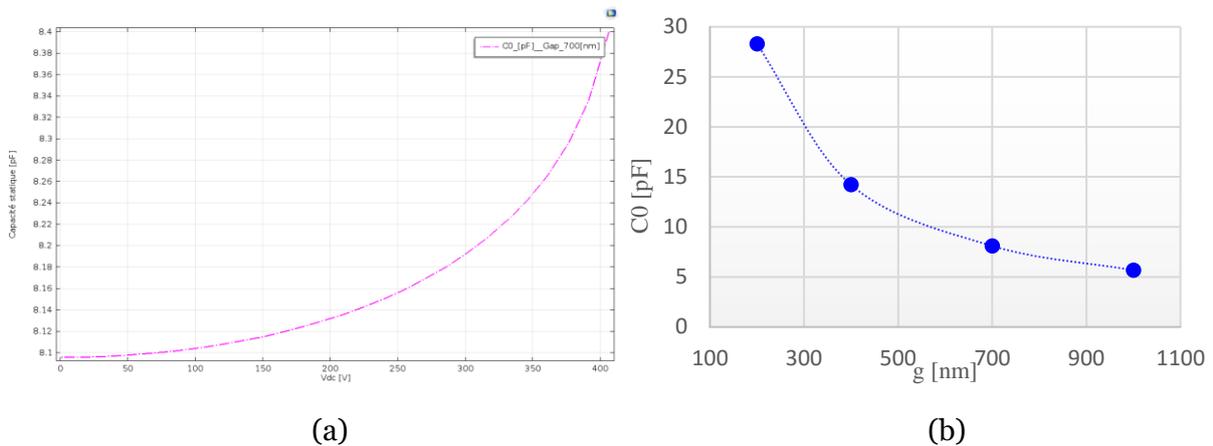


FIG. 4.17 - Évolution de la capacité statique formée par une électrode de côté égal à  $800 \mu\text{m}$ . a) en fonction de la tension DC d'une structure ayant un entrefer de  $700 \text{ nm}$  et une électrode de côté égal à  $800 \mu\text{m}$ . b) en fonction de l'entrefer.

Nous pouvons noter sur la figure 4.17 que le départ des courbes correspond à la capacité statique de la structure à l'équilibre stable. En effet, plus la tension de polarisation est faible, et plus la capacité statique tend vers sa valeur théorique où le résonateur est considéré dans son état d'équilibre stable (Tableau 4.6).

b. Évolution de  $C_0$  en fonction de la surface chargée électriquement :

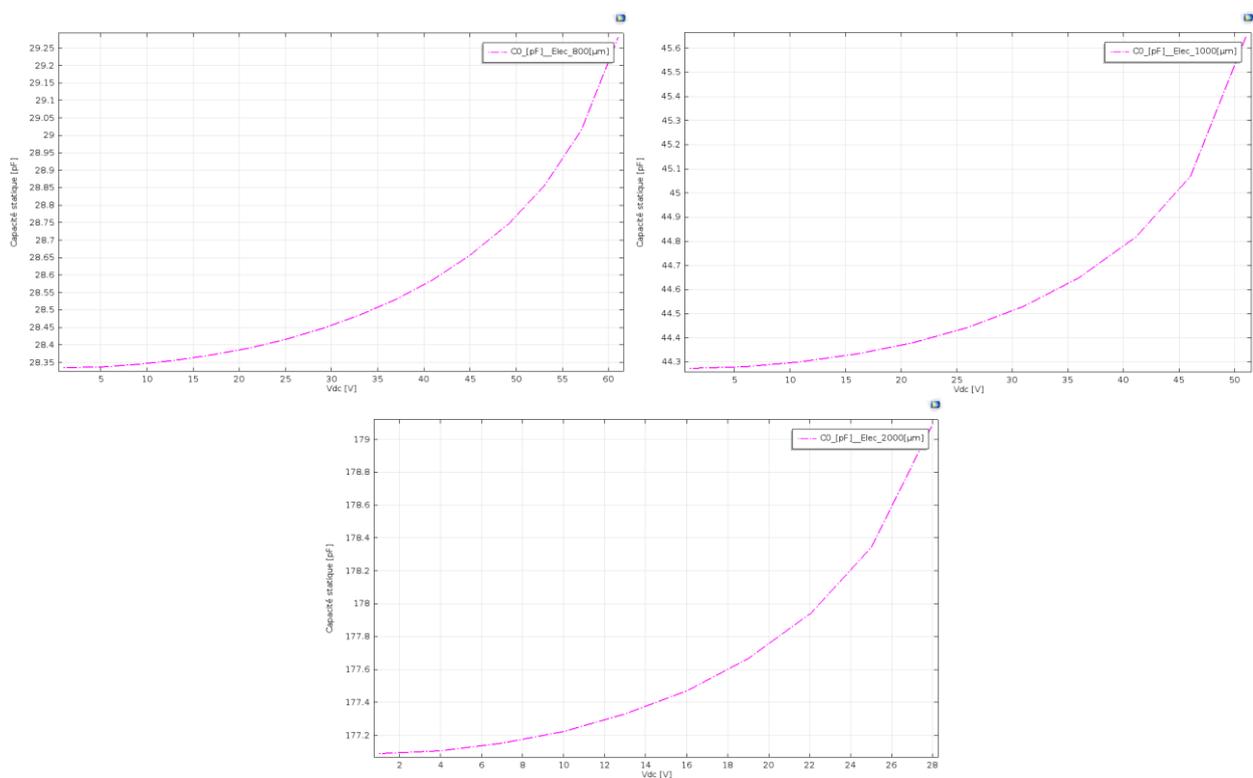


FIG. 4.18 - Évolution de la capacité statique en fonction de la surface des électrodes d'actionnement du résonateur ayant un entrefer de  $200 \text{ nm}$ , a)  $800 \mu\text{m}$ , b)  $1000 \mu\text{m}$ , c)  $2000 \mu\text{m}$ .

Nous venons de voir l'influence de la tension DC sur l'évolution de la capacité statique du résonateur  $C_0$ . Cependant, cette tension est appliquée sur l'électrode d'actionnement. Il est donc logique que la répartition des charges dépend de la surface de chargement, à laquelle la capacité statique est proportionnelle. Nous proposons ici d'étudier cet effet de surface d'actionnement sur  $C_0$ .

La figure 4.18 met en évidence l'influence de la surface chargée électriquement sur la valeur de la capacité statique du résonateur. Les courbes montrent que l'augmentation de la surface chargée électriquement a pour effet d'augmenter la valeur de la capacité statique, ce qui n'est pas souhaitable si la capacité motionnelle  $C_m$  n'augmente pas dans les mêmes proportions. Les valeurs de la capacité statique du résonateur considéré dans son état d'équilibre stable pour chaque taille d'électrode sont en adéquation avec les valeurs théoriques du tableau (4.6). En réduisant la surface des électrodes d'actionnement on minimise proportionnellement la capacité statique du résonateur, mais on ne diminuera pas significativement la capacité motionnelle si le piégeage d'énergie concentre efficacement la vibration au centre de la plaque. Il est donc probablement préférable de limiter la taille des électrodes d'actionnement pour optimiser le coefficient de couplage.

### Étude du coefficient de couplage électromécanique $k^2$

Dans le but de prédire le comportement électromécanique du résonateur de l'étude traduit par le coefficient de couplage électromécanique  $k^2$ , on se servira de l'étude menée dans le paragraphe 4.2.4.2.2 qui a permis de calculer les déplacements statiques grâce aux analyses stationnaires du module MEMS de COMSOL. Le couplage électromécanique constitue l'un des principaux critères de performances des résonateurs MEMS. Rappelons l'expression analytique exprimant le couplage électromécanique d'une structure donnée :

$$k^2 = \frac{\varepsilon_0 V'^2 h}{4c_{33} g'^3} \quad (4.2)$$

En effet, d'après (Eq. 4.2), nous voyons que  $k^2$  est fonction d'une part des paramètres géométriques, tels que l'épaisseur de la plaque et le gap électrostatique déformé en tenant compte du déplacement statique, et d'autre part de la tension de polarisation. Nous allons donc étudier l'influence de ces différents paramètres sur le couplage électromécanique.

Les résultats exposés ici seront donc issus d'une étude couplée combinant une analyse numérique extrayant les déplacements statiques à partir de COMSOL et une analyse analytique évaluant les couplages électromécaniques par substitution des déplacements statiques dans l'expression analytique du  $k^2$ .

#### a. Dépendance de $k^2$ en fonction de la tension d'actionnement $V_{dc}$

La tension de polarisation apparaît à la puissance deux dans le numérateur de l'expression analytique du  $k^2$  (Eq 4.2). Il est donc logique de mener une étude de l'impact de cette grandeur sur la valeur du coefficient de couplage électromécanique  $k^2$  du résonateur. Considérons une membrane carrée de  $5000 \mu m$  de côté, de  $470 \mu m$  d'épaisseur, une électrode de  $2000 \mu m$  de côté et un gap de  $700 nm$ .

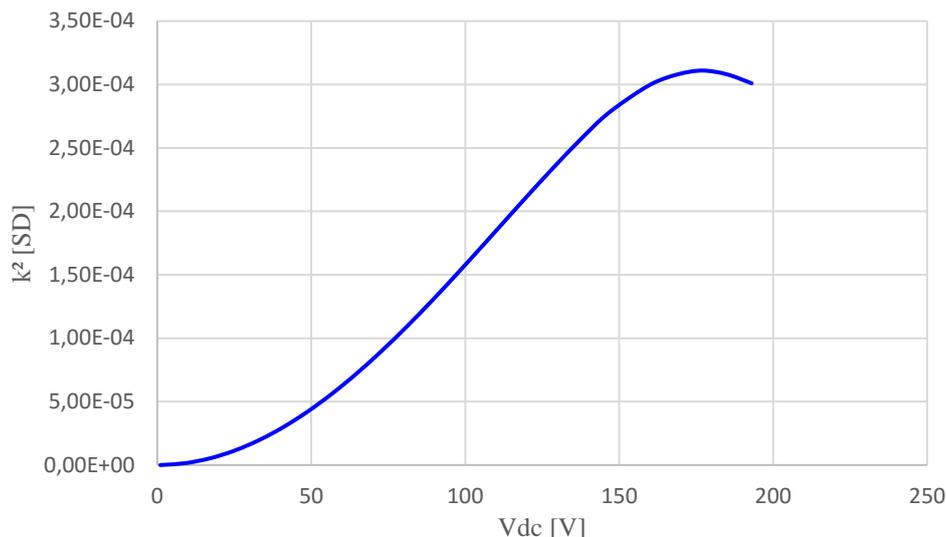


FIG. 4.19 - Évolution du  $k^2$  en fonction de la tension de polarisation  $V_{dc}$ , pour  $h = 470 \mu m$ ,  $g = 700 nm$ , taille d'électrode =  $2000 \times 2000 \mu m^2$ .

La figure 4.19 représente l'évolution du coefficient de couplage électromécanique  $k^2$  avec la tension de polarisation  $V_{dc}$ .  $k^2 = f(V_{dc})$  est une fonction monotone croissante atteignant la valeur maximale de  $3,11 \times 10^{-4}$  à  $177 V$ . Le résultat intéressant est que dans la zone de fort couplage, autour d'une tension DC de  $V$ , le maximum du coefficient de couplage est obtenu pour une tension DC avoisinant la tension de pull-in simulée précédemment à  $V$  pour la même configuration considérée ici. Au-delà de la tension de pull-in, la courbe du  $k^2$  sature, mais en même temps la structure entre dans un état instable et nous nous interdisons donc d'interpréter les résultats obtenus en direct au-delà du seuil de pull-in.

#### b. Dépendance de $k^2$ en fonction de l'entrefer $g$

Nous nous proposons maintenant d'étudier la dépendance de couplage électromécanique en fonction de la taille d'entrefer.

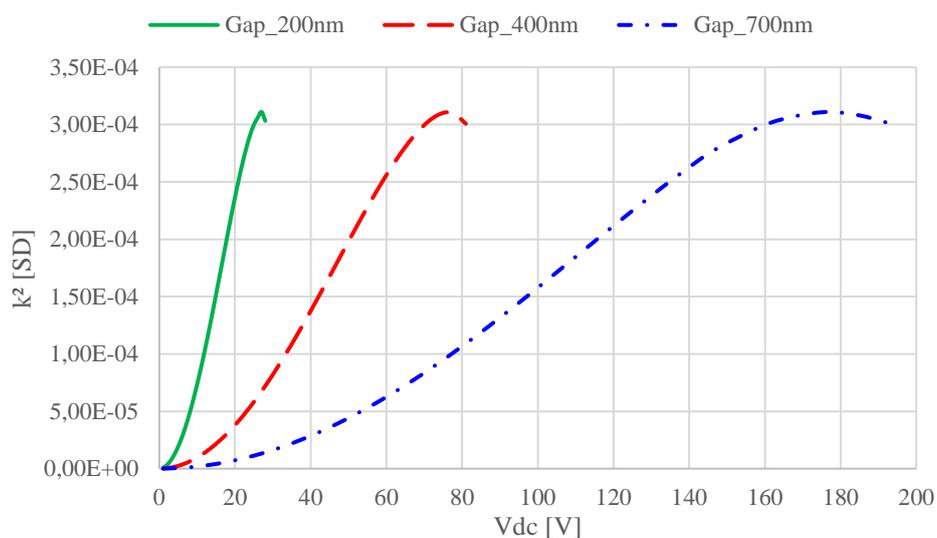


FIG. 4.20 - Évolution du  $k^2$  en fonction de l'entrefer, pour  $h = 470 \mu m$ , taille d'électrode =  $2000 \times 2000 \mu m^2$ .

L'intérêt de travailler avec des gaps très petits est très visible grâce à cette étude. En effet, les courbes montrent que pour des gaps différents :

- 1- Nous avons le même  $k_{max}^2$  ( $3,11 \times 10^{-4}$ ) quel que soit le gap à  $h$  fixe mais à différente valeur de  $V_{DC}$ ,
- 2- À  $V_{DC}$  donnée,  $k_{max}^2$  est pour  $g$  le plus petit.

Ceci s'explique par l'observation que le seuil de pull-in est proportionnel à  $g^{3/2}$  : en injectant cette dépendance dans la formule (Eq 4.2) nous remarquons que  $k_{max}^2$  ne dépend pas du gap. Physiquement, cela s'explique par le fait qu'au seuil de pull-in, la « rigidité électrostatique », définie comme la dérivée de la force électrostatique par rapport au déplacement mécanique (imposé de façon extérieur) est strictement égale et opposée à la rigidité mécanique, qui demeure constante. Donc, en modifiant le gap, on change le seuil de pull-in d'une façon liée à la valeur du gap et à celle de la rigidité mécanique de la structure mais finalement  $k_{max}^2$  ne dépend que de la rigidité, pas du gap. Ce résultat remarquable semble spécifique à l'excitation des modes d'extension-compression d'épaisseur. Le fait que la déformation statique (flexion) est de nature très différente de la déformation dynamique caractérisant les ondes élastiques longitudinales contribue à ce résultat, susceptible de fournir un levier très utile pour l'optimisation éventuelle des C-BARs.

Quoi qu'il en soit, cette analyse met en évidence tout l'intérêt de recourir aux entrefers fins permettant généralement d'obtenir des couplages électromécaniques exploitables en fixant l'indispensable tension DC à une valeur raisonnable proche du standard 5 V, tout en gardant une marge de sécurité raisonnable par rapport au champ disruptif à pression ambiante.

### c. Dépendance de $k^2$ en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante

Ce coefficient est également dépendant de l'épaisseur de la plaque vibrante, nous proposons ici de voir comment le modèle traduit cette dépendance.

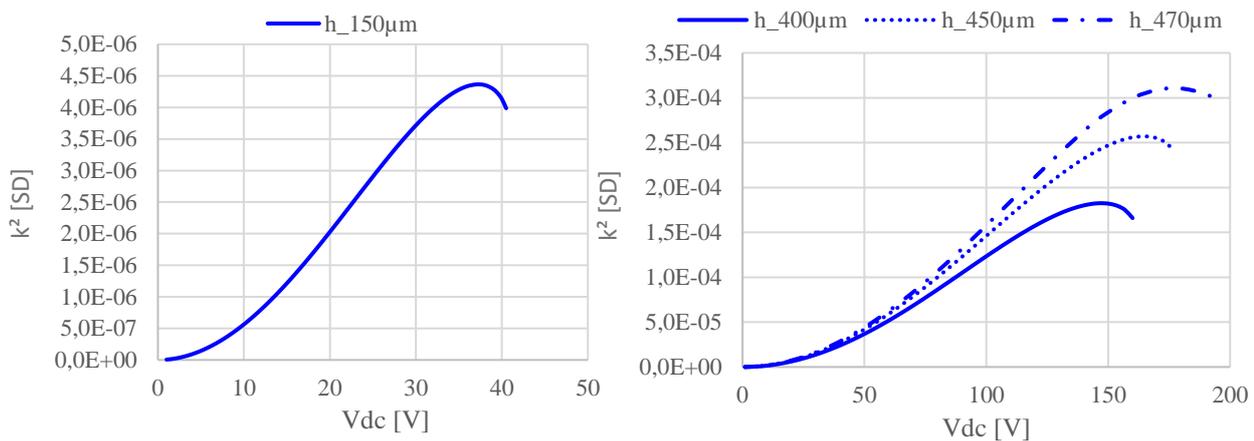


FIG. 4.21 - Évolution du  $k^2$  en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante a)  $h = 150 \mu\text{m}$ , b)  $h = 400 \mu\text{m}$ ,  $450 \mu\text{m}$ ,  $470 \mu\text{m}$ , pour  $g = 700 \text{nm}$ , taille d'électrode =  $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$ .

La figure 4.21 présente l'effet de l'épaisseur de la plaque vibrante en silicium monocristallin sur le coefficient de couplage électromécanique  $k^2$  du C-BAR. Les courbes vérifient bien la formule du  $k^2$  traduisant une dépendance linéaire de ce coefficient en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante. Ainsi, pour des plaques de fortes épaisseurs, par exemple,  $470 \mu\text{m}$ , nous notons un  $k^2$  de  $3,11 \times 10^{-4}$  contre seulement  $8,73 \times 10^{-6}$  pour une plaque de  $150 \mu\text{m}$  (Tableau

4.7). Nous avons donc un fort intérêt à viser des épaisseurs de plaque vibrante importantes pour maximiser le coefficient de couplage électromécanique du résonateur.

$h$ [ $\mu\text{m}$ ]	$k^2$ [ $SD$ ]	$V_{dc}$ [V]
150	$8,73 \times 10^{-6}$	$\sim 37,5$
400	$1,82 \times 10^{-4}$	$\sim 151$
450	$2,57 \times 10^{-4}$	$\sim 165$
470	$3,11 \times 10^{-4}$	$\sim 177$

Tableau 4.7 - Les valeurs des couplages électromécaniques d'une structure donnée en fonction de l'épaisseur de la plaque vibrante.

Toutefois, du fait que le design du résonateur de l'étude se présente verticalement, les épaisseurs des couches constituant l'empilement technologiques, et surtout celle de la plaque vibrante, sont décisives dans la définition de sa fréquence de résonance. Tout est question de compromis.

d. Dépendance de  $k^2$  en fonction de la surface de la zone active

Nous proposons maintenant une analyse de l'influence de la surface chargée électriquement sur le  $k^2$  du résonateur. La capacité statique  $C_0$  est quasiment proportionnelle à la surface des électrodes (ou de l'électrode externe si l'élément vibrant est conducteur et maintenu à la masse) tant que le gap peut être considéré comme uniforme ( $w \ll g$ ). La capacité motionnelle  $C_m$  est aussi quasiment proportionnelle à la surface des électrodes tant que l'amplitude de la vibration reste quasiment constante sous celles-ci. Ceci est une conséquence directe des formules :

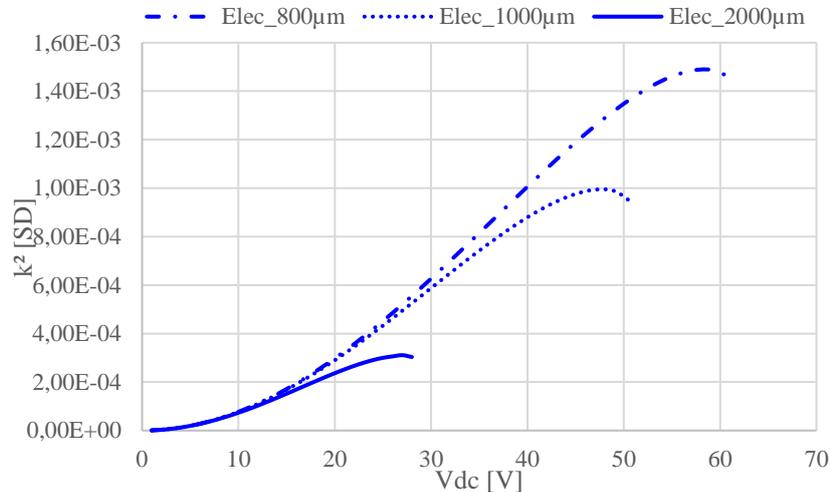


FIG. 4.22 - Évolution du  $k^2$  en fonction de la surface chargée d'électrode d'excitation, pour une plaque vibrante de  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$  et de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

$$C_1 = \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega_0^2} \frac{\varepsilon_0 \bar{V}}{V} \int_S \frac{\tilde{u}_3(x_1, x_2)}{[g - w(x_1, x_2)]^2} dS \quad (4.3)$$

et

$$u_3 = \sum_n H_n u_3^n(x_1, x_2) + (\kappa x_3^2 + \kappa h x_3) \quad (4.4)$$

avec :

$$H_n = \frac{Q \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} (-2c_{33} - \rho\omega^2 x_3^2 + \rho\omega^2 h x_3) \hat{u}_3^n(x_3) dx_3}{\rho(\omega^2 - \omega_n^2) \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3}$$

On peut calculer le  $k^2$  avec COMSOL avec la fonction d'intégration des résultats sur une surface connaissant la solution statique et le mode propre. Si la surface de l'électrode (ou des électrodes) s'étend au-delà de la zone vibrante,  $C_m$  n'augmente pas, alors que  $C_0$  augmente à proportion de  $S$ . Comme  $k^2 = \pi^2 C_m / 8C_0$ , nous n'avons pas intérêt à ce que les électrodes s'étendent au-delà de la zone d'énergie piégée.

### Bilan de l'étude statique

Comme  $h$  est fixée par la fréquence de travail, le gap à la puissance 3 et la tension à la puissance 2 sont les facteurs sur lesquels on peut jouer pour optimiser l'ensemble des paramètres électriques des dispositifs sachant que  $k_{max}^2$  est limité par la rigidité mécanique de la structure. Il est donc clair que  $k^2$  et le piégeage agissent de façon opposée puisque le piégeage demande des plaques à grand facteur d'aspect<sup>2</sup>, ce qui limite la tension de pull-in, donc le champ électrique maximum au seuil de pull-in, et ce de façon quasi indépendante du gap. Le champ électrique statique est donc bien la grandeur physique à privilégier dans la conception puisque c'est ce champ qui détermine la force électrostatique, donc la déformation statique et donc le courant via un pseudo-effet piézoélectrique, à la base du fonctionnement de tous les MEMS capacitifs. Les gaps fins restent cependant à privilégier parce qu'ils permettent de travailler avec des tensions DC plus faibles, plus facilement compatibles avec l'instrumentation et l'électronique RF, en général.

$S_{\text{électrode}} [\mu\text{m}^2]$	$g [nm]$	$C_0 [pF]$	$V_{\text{pull-in}} [V]$	$k^2 [SD]$
800 × 800	200	28,3	~ 64	~ 1,49 × 10 <sup>-3</sup>
	400	14,2	~ 177	
	700	8,10	~ 420	
1000 × 1000	200	44,3	~ 52	~ 9,94 × 10 <sup>-4</sup>
	400	22,1	~ 144	
	700	12,6	~ 342	
2000 × 2000	200	177	~ 29	~ 3,11 × 10 <sup>-4</sup>
	400	88,5	~ 83	
	700	50,6	~ 196	

Tableau 4.8 - Tableau récapitulatif des performances de chaque variante de résonateur réalisée au courant de cette thèse.

Compte tenu du fait que l'évolution technologique effectuée par rapport à la thèse de Mihaela Ivan, est considérable, nous avons décidé de déplacer le compromis  $k^2$ /piégeage/ $Q$  du côté du  $k^2$  en faisant passer l'obtention de structures mesurables électriquement avant l'optimisation du  $Q$ , toutes choses égales par ailleurs. Cet ajustement de priorité peut être également justifié par le lancement du projet ANR ROSCAMAR destiné à étudier la faisabilité

<sup>2</sup>Une épaisseur trop faible de la membrane limiterait l'apparition de modes de résonance de volume au profit de modes de « plaques », hors-plan, tandis qu'une épaisseur trop grande ne permettrait pas de considérer la dimension latérale comme la dimension prépondérante.

de C-BARs à 150 MHz, ce projet devant notamment aboutir à la mise en place de nouveaux moyens de simulation, plus avancés que ceux dont j'ai pu disposer au cours de ma thèse.

Le tableau 4.8 dresse les performances attendues de chaque variante de résonateur réalisée dans le cadre de cette thèse pour une membrane vibrante de  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$  faisant  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

#### 4.2.5 Étude des modes propres

L'analyse modale est une étape incontournable dans l'analyse dynamique d'un microsystème résonnant. En effet, il y a deux méthodes pour construire une réponse harmonique en éléments finis [Makkonen et al., 2001] :

- soit la résolution directe du système, linéaire dans le cas purement élastique ou linéarisé dans le cas électromécanique, avec second membre pas à pas pour chaque valeur de la fréquence,
- soit la méthode modale construisant la réponse fréquentielle par décomposition de la solution sur la base des vecteurs propres dans une plage de fréquences définie à l'avance.

L'application de la méthode modale en éléments finis reste très semblable à son application analytique rencontrée tant dans cette thèse que dans les travaux antérieurs de M. Ivan [Dulmet et al., 2016]. Elle est approchée mais reste nettement plus rapide que la méthode directe. Notons que si les logiciels de calcul basés sur la fonction de Green et utilisés pour modéliser les dispositifs à ondes de surface [Laude et al., 2004] recourent à la méthode directe, ils sont cependant extrêmement efficaces grâce à une réduction drastique du nombre de degrés de liberté. On minimise le domaine maillé par élimination d'une grande part du substrat à l'aide de la fonction de Green et en ne retenant qu'une cellule dans les structures périodiques (transducteurs ou réflecteurs de Bragg) du composant SAW.

L'efficacité de la méthode modale provient de ce qu'elle tire parti à chaque itération de la connaissance préalable des modes propres, car ceux-ci ne sont calculés qu'une seule fois. Toutefois, la moindre analyse éléments finis 3D d'un résonateur BAW capacitif génère un nombre considérable de degrés de liberté, typiquement plusieurs centaines de milliers. Il en résulte un nombre correspondant de modes propres, et l'utilisateur final est obligé de limiter le calcul de réponse harmonique dans une plage de fréquences contenant un nombre restreint de modes propres, typiquement quelques dizaines. Compte tenu du très grand nombre de modes propres de la structure, il faut s'assurer que la réponse est élaborée sur la plage de fréquences contenant bien les modes qui apportent une réelle contribution. Donc, dans tous les cas, pour définir les limites du balayage en fréquence, il faut commencer par effectuer une analyse modale permettant d'établir les modes et fréquences propres du résonateur étudié. Chaque paire mode propre/fréquence propre est définie comme une solution indépendante au problème du mouvement libre et non-amorti du système. Nous nous proposons dans ce paragraphe de mettre en lumière l'obtention des modes propres avec COMSOL dans le cas d'une plaque vibrante en silicium de dimensions géométriques bien définies. Il s'agit avant tout de vérifier si nous trouvons des modes satisfaisant à la définition du piégeage d'énergie dans la plage de fréquences étudiée. Ce n'est pas du tout évident car les contraintes technologiques et celles induites par la nécessité d'un  $k^2$  suffisant (au pire supérieur à  $10^{-5}$  et si possible

dépassant  $10^{-4}$ ) pour accrocher un oscillateur n'ont pas permis à notre compromis de dimensionnement de donner une forte priorité à l'optimisation du coefficient de surtension.

#### 4.2.5.1 Maillage

Dans le but d'obtenir l'allure du mode fondamental, la taille des éléments utilisés dans la structure discrétisée doit être suffisamment petite pour garantir la convergence vers le résultat attendu. En effet, nous pouvons directement lier la longueur d'onde du mode fondamental avec la taille de la maille. Lorsque l'on considère que les électrodes sont infinitésimales, la longueur d'onde du mode fondamental longitudinal est liée à l'épaisseur de la plaque vibrante dans laquelle elle se propage  $h_{si} = \lambda/2$  (*condition de résonance*). Étant donné que le résonateur est destiné à vibrer en mode d'épaisseur pur (*TE*), on a intérêt à ce que le nombre d'éléments soit important suivant l'axe  $z$ , la simulation 3D a donc été effectuée en utilisant  $N = 8$  éléments dans le sens de l'épaisseur de la plaque (Fig. 4.4), autrement dit,  $\lambda/16$  en termes de longueur d'onde acoustique. Par défaut, COMSOL utilise des éléments de Lagrange quadratiques, c-à-d que les interpolations de toutes les variables (degrés de liberté : déplacement et potentiel) sont paraboliques à l'intérieur de l'élément. Nous pouvons optionnellement utiliser des interpolations de degré plus élevé. Les interpolations cubiques se sont avérées efficaces pour simuler des résonateurs piézoélectriques à ondes de volume lors de travaux précédents et il est alors même possible d'obtenir des résultats pertinents avec seulement une ou deux couches d'éléments cubiques par demie longueur d'onde. Toutefois, les éléments cubiques chargent beaucoup le système : à nombre de DDL égal, les matrices globales de rigidité sont bien plus remplies que celles obtenues avec des éléments de degré deux, et le temps de résolution s'en ressent.

On peut donc déduire que pour simuler les harmoniques d'ordre supérieur dont les longueurs d'onde sont inférieures à celle du mode fondamental, le nombre d'éléments doit augmenter à proportion du nombre de longueurs d'ondes pour converger vers le résultat attendu.

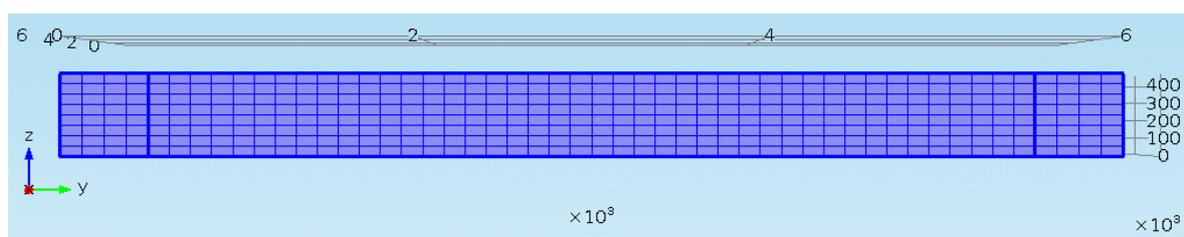


FIG. 4.23 - Nombre d'éléments de maillage à prévoir dans le sens de l'épaisseur d'une plaque vibrante destinée à vibrer en mode d'extension-compression d'épaisseur.

La fréquence attendue dans le cas d'une plaque vibrante en silicium de d'épaisseur correspondant au mode d'extension-compression d'épaisseur pur ( $TE_1$ ) se situe autour de sa valeur théorique de 9 MHz. Afin de servir de références aux simulations avec piégeage, nous avons procédé à une étude des modes propres de plaques de côté égal à  $5000 \mu\text{m}$ , dépourvues de zone centrale amincie pour piéger la vibration, et d'épaisseurs respectives  $470 \mu\text{m}$  ou  $150 \mu\text{m}$ . La fréquence de résonance du fondamental prédite par le modèle 1D est alors voisine de 9 MHz ou 28 MHz, respectivement. Les modes propres des deux plaques a permis d'aboutir aux tracés de la figure 4.24.

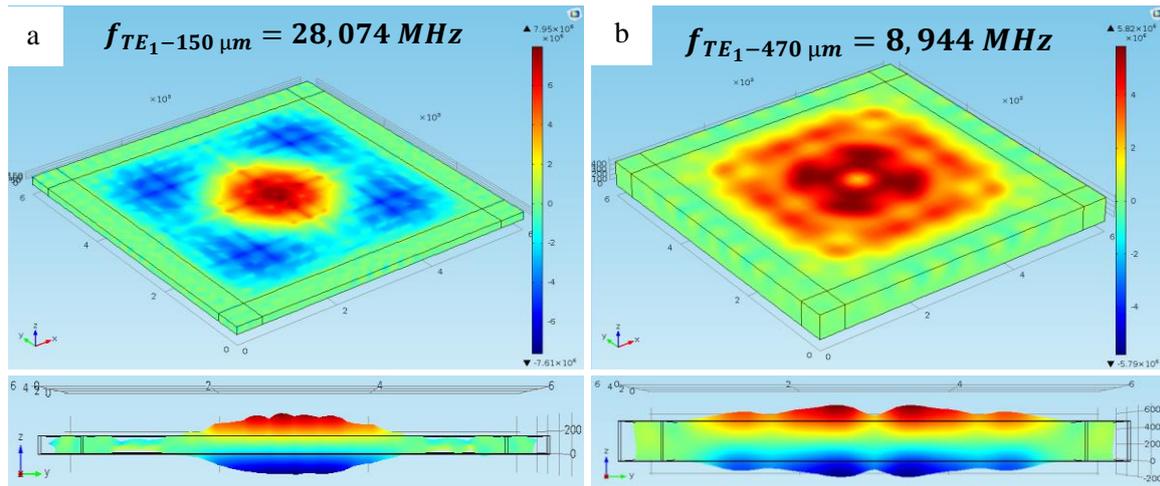


FIG. 4.24 - Mode propre du fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$  d'une plaque d'épaisseur égale à a) 150  $\mu\text{m}$ , b) 470  $\mu\text{m}$ . La structure ne prend en compte aucune prévention d'amélioration du piégeage. En haut) vue de dessus du mode piégé naturellement par la plaque, en bas) vue en coupe.

La distribution du déplacement au niveau du centre est plus uniforme et davantage confinée pour des épaisseurs plus petites (Fig.4.24). Par ailleurs, les vues en coupe des composantes de déplacement dans l'épaisseur de la plaque, en son centre, montrent que  $u_3$  est effectivement prépondérant et varie sur une demie longueur d'onde dans l'épaisseur. Il s'agit donc bien d'extension-compression d'épaisseur. Nous observons des maxima locaux en dehors de la région centrale qui traduisent une résonance latérale imposée par le raccordement à la zone de support. Le mode propre peut être décrit comme une combinaison d'ondes élastiques. Nous trouvons dans la littérature des articles [Shick et Tiersten, 1987] modélisant cet effet en 2 dimensions, mais en 3D, l'obtention des modèles correspondants reste hors d'atteinte, d'autant plus que le temps de développement et de mise en œuvre technologique pour la réalisation de véhicules de tests dans le cadre de projets financés est également très significatif.

L'analyse des fréquences propres nous a permis de cadrer les limites et le pas du balayage de fréquence pour la réponse harmonique. Toutefois, nous noterons que les calculs ont été faits en l'absence de gap. Dans ces conditions, on n'a que les fréquences et modes propres de la structure dans son état non précontraint, et l'on n'a pas accès à l'effet de la tension de polarisation sur les modes propres.

#### 4.2.6 Étude du piégeage du fondamental d'extension-compression d'épaisseur $TE_1$

Le concept de piégeage est basé sur le fait que l'évolution de l'épaisseur dans la direction latérale peut avoir plus d'impact sur le mode propre que la position des bords de la plaque ou de son raccordement avec une zone plus épaisse. Tout se passe alors comme si l'onde voyait la condition aux limites de bord franc repoussée à l'infini [Dulmet et Tiersten, 1986]. La difficulté conceptuelle est que l'on ne peut y parvenir que de façon asymptotique et il est alors par définition difficile de quantifier les effets de bord, puisque ce concept, issu de l'électromagnétisme, a été introduit justement pour s'en affranchir. Cependant la définition du facteur de qualité est là pour nous aider : ce que nous voulons, c'est maintenir à un niveau constant le rapport entre les pertes par fuite d'énergie dans les supports et l'énergie disponible

pour la vibration dans la partie active du résonateur. Nous ne pouvons pas exclure les pertes par frottement au sein du matériau dans cette partie active et l'on sait que les coefficients de frottement internes se traduisent par un produit  $Q.f$  quasiment constant. En effet, dans le concept d'énergie piégée, deux mécanismes de pertes sont à prendre en considération :

a. *Les pertes dans les supports,*

L'amplitude résiduelle de la vibration au raccord de la membrane avec la région pleine plaque du wafer définit la puissance du résonateur en tant que source de rayonnement acoustique dans le reste du wafer. Il s'agit d'un raisonnement heuristique très simplifié, car en réalité, la puissance rayonnée dans le wafer dépend de la façon dont les régions épaisses se comportent au voisinage de la fréquence de travail du résonateur.

b. *Les pertes aux raccordements,*

Celles-ci sont d'autant plus importantes que les flancs aux raccords des amincissements successifs soient importants. En effet, une perturbation de champ acoustique proche est créée par les petites facettes verticales. Cette dernière doit être prise en compte dans le modèle. Cela peut créer des pertes supplémentaires en plus des pertes dans le matériau.

Comme il a été introduit dans le chapitre précédent, le piégeage de l'énergie vibratoire se fera dans le cadre de cette étude par le biais d'une structure spécifique dite mesa-inversée pour les raisons évoquées dans la section (§3.3.2.2), notamment le signe négatif de la constante de dispersion  $M_1$ . L'étude présentée dans la section (cf. 3.5.1), a permis de mettre en évidence l'intérêt de recourir à une structure double mesa-inversée.

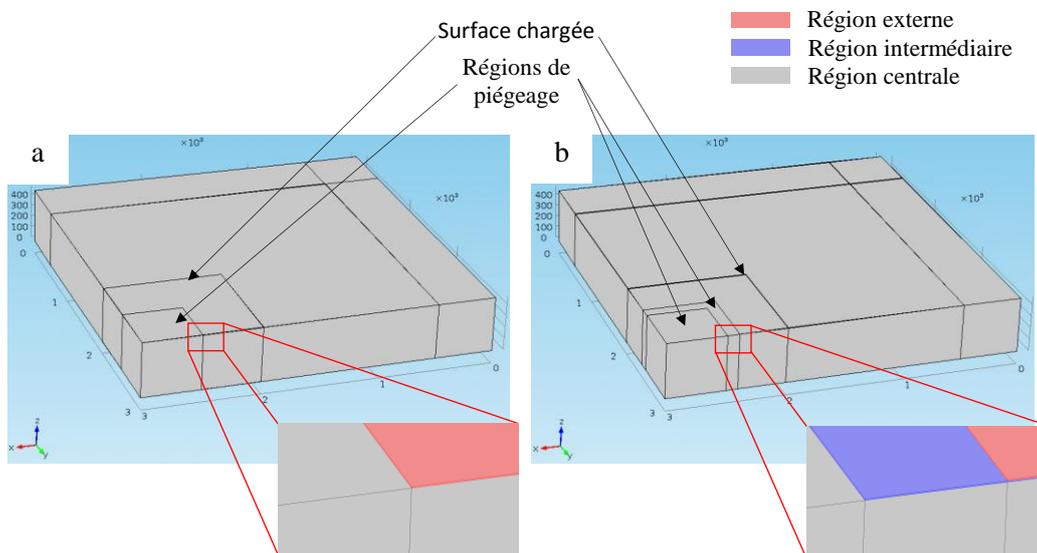


FIG. 4.25 - Captures COMSOL des structures de piégeage intégrées dans le C-BAR. a) Configuration mesa-inversée classique, b) configuration double mesa-inversée.

Pour le même résultat, l'étude des modes propres converge beaucoup plus rapidement qu'une étude harmonique. Nous avons donc décidé de mener l'étude du piégeage se servant du calcul des modes propres précontraints, disponible dans la physique « Électromécanique » dans le logiciel COMSOL Multiphysics®. Les pertes dues au matériau silicium ne sont donc pas prises en compte dans cette étude. Rappelons que le fondamental d'extension-compression d'épaisseur pur requiert un plan de masse sur la face arrière de la structure vibrante, mais il

n'est pas nécessaire de le représenter dans le cadre de cette étude puisqu'il n'aura pratiquement aucune conséquence sur la définition de la structure optimale de piégeage, même s'il induit une légère diminution de la fréquence de résonance par effet de masse du métal déposé. Étant donné que la zone active du résonateur sera définie en réalité par la surface recouverte par l'électrode inférieure (dans le cas du fondamental d'extension-compression d'épaisseur), nous avons défini une zone sur la face arrière de la structure vibrante ayant des caractéristiques conductrices accueillant la polarisation DC sur l'intégralité de sa surface.

La figure 4.25 illustre les configurations de piégeage mesa-inversée classique (Fig.4.25-a) et double mesa-inversée (Fig.4.25-b) d'une structure vibrante de  $5000\ \mu\text{m}$  de côté,  $470\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, encastrée sur sa périphérie sur une zone de  $500\ \mu\text{m}$  de large, et une surface chargée par l'électrode d'actionnement de  $2000\ \mu\text{m}$  de côté. Les structures de piégeage sont réalisées par surépaisseur et non pas par retrait de matière. Pour cela, notre choix a été porté sur l'utilisation d'une couche d'oxyde de silicium,  $\text{SiO}_2$ , dont les motivations essentiellement d'ordre technologique seront présentées dans le chapitre suivant (§5.4.4.1), dédié à la fabrication technologique du C-BAR.

- La région excitée électriquement est la région où l'onde acoustique possède une amplitude considérable (transduction maximale). Cette région fait référence à la surface chargée du résonateur sur laquelle s'étendent les surfaces des électrodes d'excitation.
- Dans le cas de la structure mesa-inversée classique, une surépaisseur au centre du résonateur est mise en œuvre. Le terme centre, fait référence à cette partie de la région excitée électriquement où l'on souhaiterait favoriser le confinement de l'énergie vibratoire.
- Dans le cas de la structure double mesa-inversée, une deuxième surépaisseur est à prévoir dans la région externe qui encercle la première surépaisseur est mise en œuvre.
- L'étalement de la surface de l'électrode peut prendre trois cas de figure :
  - Cas 1 : la surface chargée recouvre une partie de la région centrale de confinement,
  - Cas 2 : la surface chargée coïncide avec la région centrale de confinement,
  - Cas 3 : la surface chargée recouvre la totalité de la région centrale de confinement et dépasse celle-ci.

Une analyse numérique réalisée dans la foulée a permis de mettre en lumière l'impact de la surface chargée sur le piégeage du fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$ . Les résultats sont présentés dans la figure 4.26. Nous avons constaté que la surface chargée, définie par l'électrode de base, contribuait à la quantité d'énergie piégée dans la zone centrale du résonateur. En effet, le confinement de l'énergie vibratoire paraissait plus important dans le cas 2 où la réponse électrique du résonateur est dominée par le mode fondamentale excité électro-statiquement, avantageusement le mode d'extension-compression d'épaisseur pur  $TE_1$ . Tandis qu'un mauvais piégeage de l'énergie vibratoire a été constaté dans les cas 3. Ce qui pourrait essentiellement s'expliquer par l'accumulation de charge, assurée par l'électrode d'actionnement, dans une zone hors la zone de piégeage. Cela accroît le  $C_0$  sans accroître le  $C_m$ , mais ne modifie pas les pertes (au sens des pertes résistives).

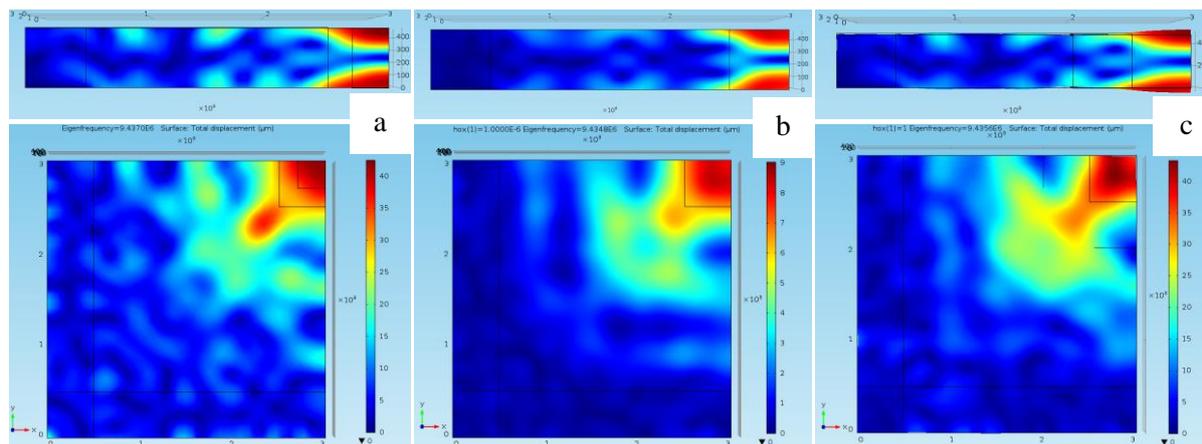


FIG. 4.26 - Mise en évidence du rapport surface d'électrode/zone de piégeage sur le confinement de l'énergie vibratoire. Déplacement total dans le cas où a) la surface d'électrode ( $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ ) < zone de piégeage, b) la surface d'électrode = zone de piégeage, c) la surface d'électrode ( $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$ ) > zone de piégeage. Caractéristique de la structure de l'étude : membrane  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ ,  $h = 470 \mu\text{m}$ , zone de piégeage  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ ,  $h_t = 1 \mu\text{m}$ . Avec les vues en coupe au-dessus.

#### 4.2.6.1 Configuration mesa-inversée classique

L'étude analytique présentée dans le chapitre précédent (cf. 3.4.2) indique qu'une plaque de  $5000 \mu\text{m}$  de long et une épaisseur de  $470 \mu\text{m}$ , requiert une structure de piégeage avec  $a = 1,4 \text{ mm}$  pour un confinement optimal de l'énergie vibratoire au centre du résonateur. Mais dans l'optique d'optimisation du  $C_0$ , ainsi que pour l'observation faite au-dessus concernant l'impact de la surface chargée sur le confinement de l'énergie, nous avons limité le côté de la cavité de piégeage aux dimensions des électrodes de l'étude, c'est-à-dire,  $800 \mu\text{m}$ ,  $1000 \mu\text{m}$ , et  $2000 \mu\text{m}$ . Cependant, les simulations faites dans cette section, concernent une électrode de  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ . En se basant sur cette configuration, une série de simulation pour différente profondeur de cavité de piégeage a été réalisée afin de trouver un optimum correspondant à un maximum de confinement de l'énergie vibratoire au centre du résonateur et un minimum de fuites dans la structure de maintien. Les résultats sont illustrés dans la figure 4.27.

Nous pouvons clairement constater que le mode  $TE_1$  présente une allure plus confinée pour une structure mesa-inversée classique ayant une surépaisseur d'oxyde de silicium de  $1 \mu\text{m}$ . Une profondeur de cavité de  $2 \mu\text{m}$  semble donner un bon confinement mais le rapport déplacement dans la zone centrale sur le déplacement au bord de la membrane est en faveur de la configuration à  $1 \mu\text{m}$  de marche. À partir de  $3 \mu\text{m}$  de surépaisseur de  $\text{SiO}_2$ , le mode ne conserve plus sa forme piégée présentant beaucoup de fuite dans l'ensemble de la structure vibrante ainsi que dans la structure de maintien. L'augmentation de cette grandeur en vue d'améliorer le piégeage est donc limitée par le comportement de l'onde à la frontière de deux régions adjacentes. Ceci peut s'expliquer par le fait que le logiciel de simulation COMSOL ne tient pas compte des conditions de continuité aux interfaces. Les solutions ne sont donc pas raccordées à ce niveau. En effet, d'après l'article de [Shick et Tiersten, 1987], nous savons que, pour les modes essentiellement d'épaisseur la condition aux limites au raccordement entre une plaque mince et sa périphérie beaucoup plus épaisse est essentiellement  $u \sim 0$ , car la différence d'épaisseur brutale entre les deux régions ne permet pas d'avoir un déplacement maximal à cet endroit. Néanmoins, le modèle reste assez fiable.

Outre les dimensions de la cavité de piégeage, l'épaisseur de la structure vibrante joue un rôle déterminant sur le piégeage de l'énergie vibratoire au sein du résonateur. La figure 4.28 illustre la comparaison entre le piégeage du mode  $TE_1$  dans une structure vibrante d'épaisseurs égales à  $150 \mu\text{m}$  et  $470 \mu\text{m}$ .

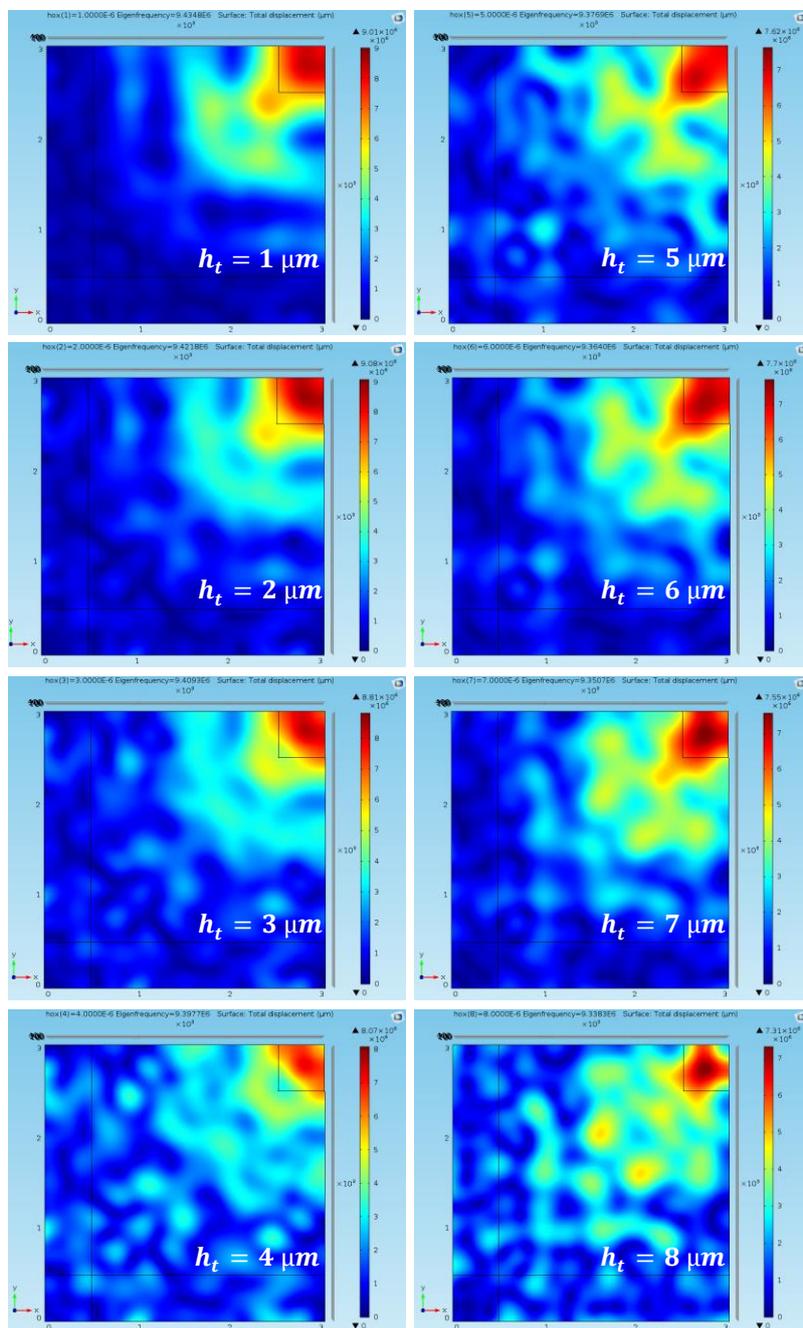


FIG. 4.27 - Allures de piégeage du mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur pour différentes hauteurs de marche  $u_t$  [1 à 8  $\mu\text{m}$ ]. Caractéristique de la structure de l'étude : membrane  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ ,  $h = 470 \mu\text{m}$ , zone de piégeage  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ .

La figure 4.28 ne peut que confirmer notre analyse du piégeage en fonction de l'épaisseur de la structure vibrante (§3.4.2, chapitre précédent). Le piégeage de l'énergie vibratoire est bien en faveur des plaques fines, c-à-d. à grand facteur d'aspect (*cf.* la notion de structures élancées en mécanique).

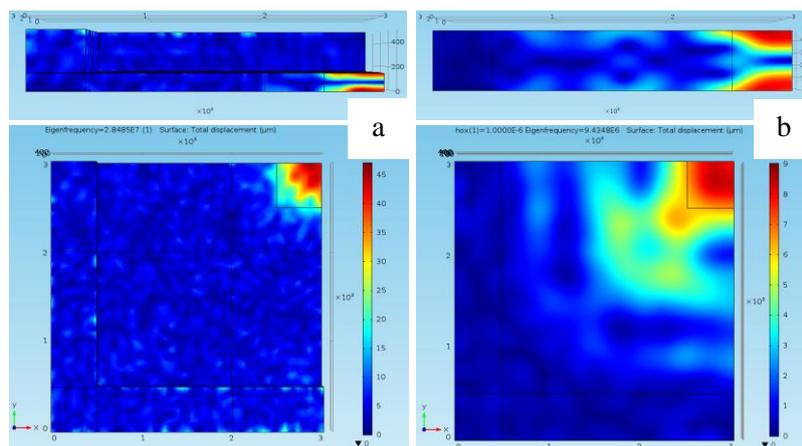


FIG. 4.28 - Mise en évidence de l'influence de l'épaisseur de la structure vibrante sur le piégeage du mode  $TE_1$ . a)  $h = 150 \mu\text{m}$ , b)  $h = 470 \mu\text{m}$ . Caractéristique de la structure de l'étude : membrane  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ , zone de piégeage  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ ,  $h_t = 1 \mu\text{m}$ , surface d'électrode  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ . Avec les vues en coupe au-dessus.

En dépit de cela, si faibles soient-elles, les fuites persistent dans les supports de la structure de piégeage la plus optimale. Ceci peut s'expliquer par la dimension latérale de la structure vibrante qui détermine par principe, l'amplitude résiduelle à la limite de la partie vibrante et nous pouvons admettre que cette amplitude représente potentiellement une source de puissance de pertes dans les supports<sup>3</sup>. Pour résumer simplement, une membrane suffisamment grande peut permettre à l'onde de s'atténuer avant qu'elle n'arrive sur les supports, et améliore par conséquent le facteur de qualité du résonateur. Ceci a été démontré dans le chapitre 3 (Fig.3.10).

#### 4.2.6.2 Configuration double mesa-inversée

Nous considérons à présent la structure de la figure (4.25-b). Étant donné le nombre important de paramètres sur lesquels il faut agir pour déterminer la structure optimale de piégeage dans le cas d'une configuration double mesa-inversée, nous avons fixé la dimension latérale de la cavité centrale qui coïncide avec la taille de l'électrode d'actionnement et fait varier celle de la cavité externe. De multiples simulations ont été réalisées afin de trouver un optimum de l'éloignement entre la limite au point 'a' caractérisant l'interface entre la région mince et la région intermédiaire, et la limite au point 'b' caractérisant l'interface entre la région intermédiaire et la région épaisse « externe », et ce pour des hauteurs de marches variées. La figure 4.29 donne les déplacements totaux suivant la demi longueur de la structure vibrante pour différentes configurations de structure de piégeage à double marche.

<sup>3</sup>Cette approche heuristique très simple a souvent été avancée pour quantifier le piégeage des résonateurs BAW piézoélectriques, même si des modèles plus avancés [Shick et Tiersten, 1987] ont montré que le mécanisme de transfert d'énergie dans les supports dépend beaucoup plus finement de l'accord entre le mode dit piégé apportant l'énergie et la réponse acoustique des supports. La modélisation appliquée à l'acoustique les principes généraux de l'adaptation d'impédance en électronique et associe la connaissance des courbes de dispersion acoustique de la partie résonateur et de la partie supports.

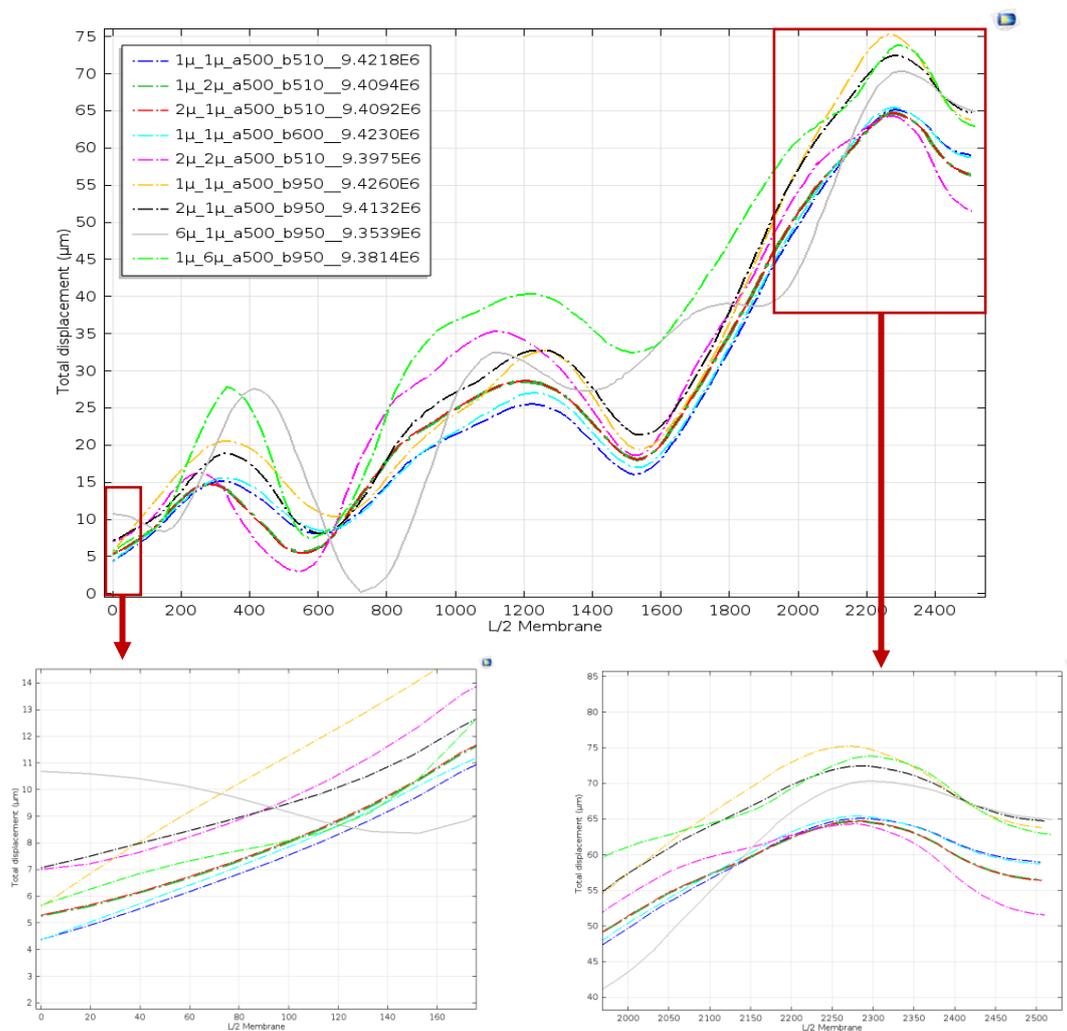


FIG. 4.29 - Déplacement total correspondant à différentes configurations de structures de piégeage double mesa-inversée. Caractéristique de la structure de l'étude : plaque vibrante  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ , surface d'électrode  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ .

Fréquence propre (MHz)	$u_3(L)/u_3(0)$	$h_{tin}-h_{tout\_a\_b}$
9,4218	$7,39 \times 10^{-2}$	1μ_1μ_a500_b510
9,4094	$9,33 \times 10^{-2}$	1μ_2μ_a500_b510
9,4092	$9,38 \times 10^{-2}$	2μ_1μ_a500_b510
9,4230	$7,41 \times 10^{-2}$	1μ_1μ_a500_b600
9,3975	$1,36 \times 10^{-1}$	2μ_2μ_a500_b510
9,4260	$8,78 \times 10^{-2}$	1μ_1μ_a500_b950
9,4132	$1,09 \times 10^{-1}$	2μ_1μ_a500_b950
9,3539	$1,65 \times 10^{-1}$	6μ_1μ_a500_b950
9,3814	$9 \times 10^{-2}$	1μ_6μ_a500_b950

Tableau 4.9 - Tableau récapitulatif des valeurs des résultats correspondants à l'étude de la configuration double mesa-inversée de la figure 4.26.

Deux configurations du tableau 4.9 ont retenu notre attention. Les résultats obtenus de ces deux configurations encadrées nous indiquent une tendance minimale du rapport

$u_3(L)/u_3(0)$ . De plus, ce dernier s'élève à  $7,39 \times 10^{-2}$  pour la configuration optimale du double mesa-inversée et sera de  $29,2 \times 10^{-2}$  pour la configuration optimale du mesa-inversée classique.

Le recours à une configuration double mesa-inversée présente l'avantage d'éviter le pull-in des structures. En effet, la réalisation d'une marche de hauteur importante au centre du résonateur implique une réduction de la rigidité de la structure vibrante et donc une flèche significative faisant apparaître le phénomène du pull-in pour de faibles tensions de polarisation. Prévoir une configuration à double marche, de hauteurs relativement faibles, va repousser ces limites et produire une flèche moins conséquente.

Notons que des simulations ultérieures ont démontré qu'une électrode de surface égale à la petite cavité de demi côté a ou une électrode de surface égale à la grande cavité de demi côté b n'engendre aucune différence au niveau de la quantité de vibration piégée. Le choix va donc être dicté par la valeur de la capacité statique  $C_0$ .

#### 4.2.6.3 Configuration à tranchées

Nous avons vu dans les sections précédentes que les fuites d'énergie dans les supports persistent quelle que soit la structure de piégeage proposée. En effet, la continuité à l'interface membrane/structure de maintien n'est pas favorable pour le piégeage de l'énergie, l'énergie ainsi perdue est irrécupérable. Une solution radicale à ce problème serait de recourir aux tranchées « Notchs » en anglais. La figure 4.30 donne un aperçu de la configuration de base de cette structure, formée d'une membrane carrée suspendue par 4 poutres soigneusement dimensionnées, ancrées sur le reste de la puce. Cette structure est obtenue par gravure localisée traversante, d'un détournement au niveau de la périphérie de la membrane. Les autres éléments (capacité variable, électrodes d'excitation, spacer, passivation) sont définis de la même façon que la précédente génération de structures à base de membranes encastrées sur leurs quatre côtés. Un point remarquable lié à cette structure est l'amortissement au niveau des poutres de suspension. Celui-ci peut être considéré d'un point de vue macroscopique ou microscopique :

- *Macroscopique* : La vibration du résonateur au cours d'un cycle de vibration, va provoquer une force qui s'exercera au niveau de l'ancrage et se traduira par des pertes d'énergie. Pour minimiser cette perte, il faut réduire la force au niveau de l'ancrage. Pour obtenir le maximum facteur de qualité atteignable, les poutres de support de la membrane vibrante doivent être placées au minimum d'amplitude de vibration de la plaque (nœuds de résonance). Tandis que l'électrode d'excitation est placée au maximum d'amplitude de vibration (anti-nœuds) pour un signal de transduction maximum. Ainsi, selon la taille prévue de ces ancrages, le facteur de qualité du résonateur, va présenter différentes valeurs.
- *Microscopique* : Si cette force n'est pas supprimée, et est maintenue longtemps, elle va produire une onde dite de contrainte qui va se propager à travers le substrat. Donc l'onde va se propager du résonateur à travers les ancrages vers le substrat. L'énergie ainsi perdue va être dissipée sous forme d'ondes guidées transférant une part de l'énergie acoustique dans le volume du substrat. Les ondes élastiques susceptibles de se propager sont déterminées par les courbes de dispersion dans le substrat.

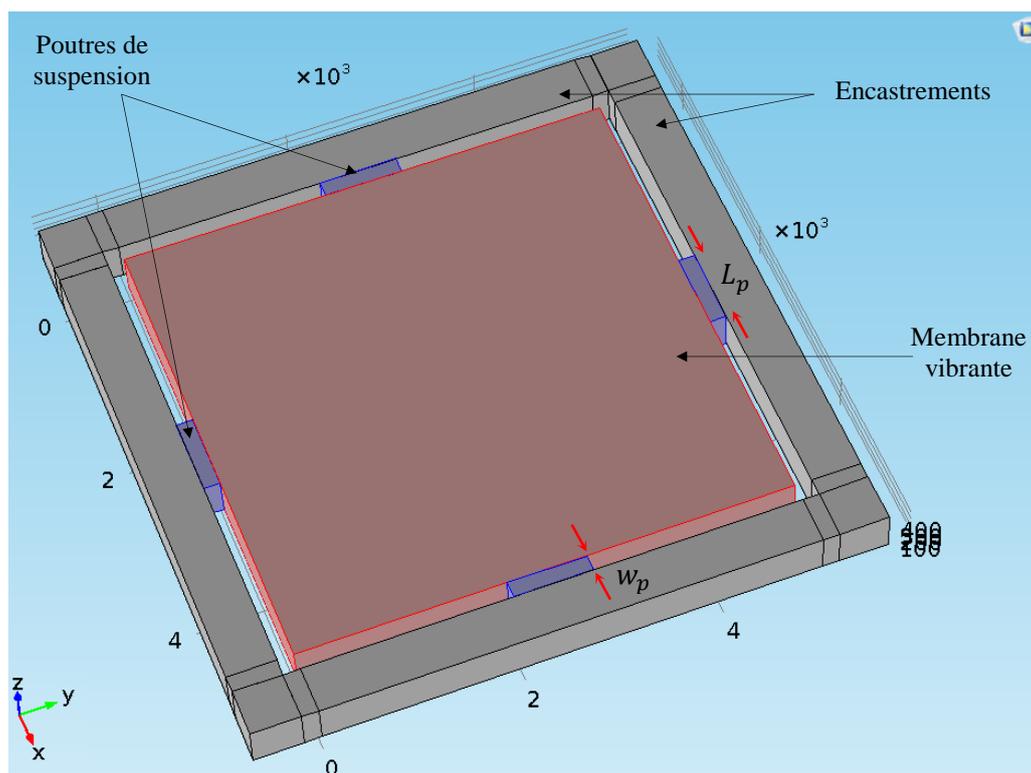


FIG. 4.30 - Schéma 3D d'un résonateur type C-BAR à membrane carrée suspendue. Avec  $L_p$ ,  $w_p$  la longueur et la largeur de la poutre de suspension, respectivement.

Ainsi, une telle structure ne peut être optionnelle que si elle remplit les deux conditions suivantes :

- Positionner les poutres de suspension aux nœuds de vibration,
- Prévoir pour les ondes se propageant dans les poutres de suspension une largeur de celles-ci qui équivaut le quart de la longueur d'onde.

Le respect de ces deux conditions permet d'améliorer le facteur de qualité du résonateur dans le cas où la surface vibrante se déplace suivant la longueur de la poutre de suspension. Ce n'est pas le cas pour nos MEMS, qui s'apparentent davantage à deux guides d'ondes interconnectés : un guide d'ondes constituant la plaque vibrante et un guide plus épais constitué par une plaque composite constituée par les deux wafers assemblés. En ce cas, la tranchée insère une rupture d'impédance acoustique entre les deux régions. Un fonctionnement idéal correspond à une tranchée adaptée pour réfléchir totalement l'énergie en direction du centre de la plaque vibrante. Malheureusement nous avons manqué de temps pour étayer cette analyse.

Néanmoins, nous avons réalisé les différentes analyses ci-dessous, permettant de définir une taille optimale des poutres de suspension. Il faut de plus s'assurer que les tranchées ne diminuent pas trop la tension de pull-in en diminuant la rigidité statique de la plaque, ce qui aurait une influence négative sur le carré du coefficient de couplage électromécanique,  $k^2$ .

### Définition des poutres de suspension

La définition des poutres de suspension requiert la plus grande précision. Le but étant d'accorder la fréquence de vibration de la poutre de suspension à la fréquence fondamentale

de résonance de la structure vibrante qui apparaît autour de  $9,42 \text{ MHz}$ . Nous nous sommes proposés dans un premier temps de définir la dimension latérale de la poutre de suspension. Nous avons pour cela utilisé un modèle 2D pour définir le problème utilisant l'hypothèse de déformation plane. La structure considérée sous COMSOL, consiste en un bloc représentant la structure de maintien d'épaisseur  $h$  équivalente à l'épaisseur de la plaque vibrante, encastree sur ses largeurs faisant  $500 \mu\text{m}$ . Sur un de ses côtés, nous fixons la poutre de suspension s'étalant sur l'épaisseur de la structure de maintien comme le montre la figure 4.31.

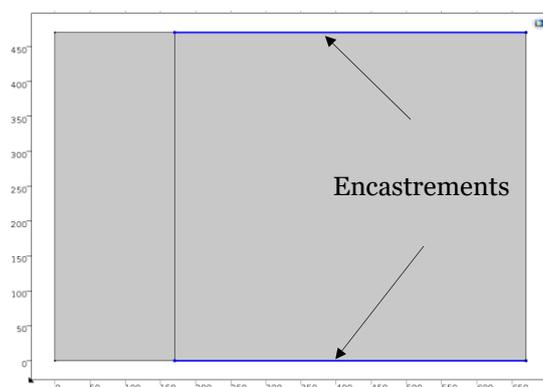


FIG. 4.31 - Représentation 2D de la structure de maintien et la poutre de suspension.

L'étude a été réalisée pour différentes largeurs de poutre dans une plage allant de  $100 \mu\text{m}$  à  $240 \mu\text{m}$  par pas de  $10 \mu\text{m}$ . La figure 4.32 présente les deux structures qui ont retenu notre attention.

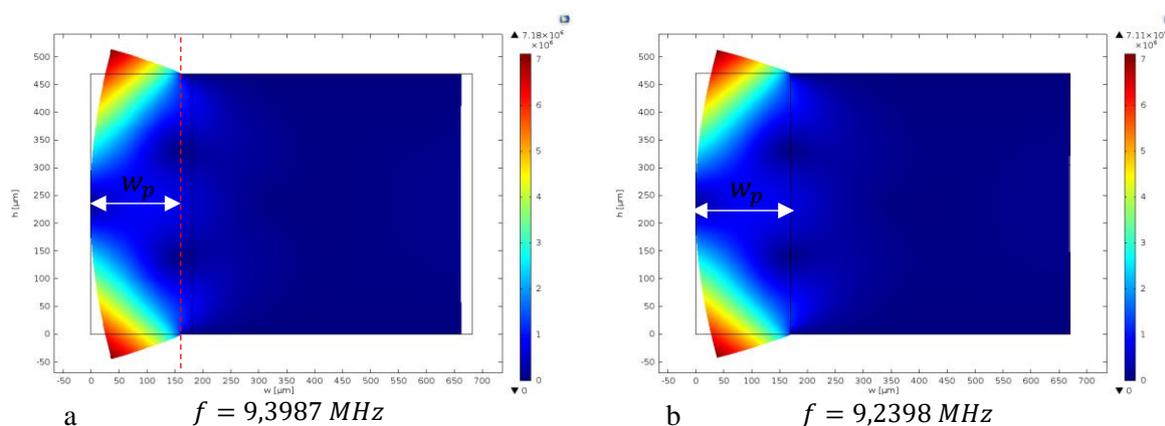


FIG. 4.32 - Analyse 2D des modes propres de la poutre de suspension en vue d'accorder sa fréquence à celle de la plaque vibrante.

Dans l'idéal, si nous avons une poutre ayant naturellement un nœud au niveau de l'encastrement et un ventre au niveau de la face libre<sup>4</sup> à la fréquence de la structure vibrante, nous pourrions raccorder correctement la plaque vibrante à la structure d'encastrement sans qu'il y ait beaucoup de fuite dans celle-ci. Bien que les deux modes propres de la figure 4.32 soient voisins du fondamental, une légère différence est observée au niveau du nœud de vibration à l'interface droite de la structure présentée dans la figure 4.32-a ayant une largeur de poutre égale à  $160 \mu\text{m}$ . Nous adoptons alors une largeur de poutre de  $170 \mu\text{m}$  pour notre structure de résonateur à tranchées. La valeur de cette largeur ne répond pas tout à fait à la deuxième condition, ce qui pourrait être dû au fait que l'étude 2D ne tient pas compte de tous

<sup>4</sup>Interface de raccordement entre la poutre de suspension et la membrane vibrante.

les degrés de liberté de la structure. Toutefois, nous considérons que ce premier résultat approximatif est fiable.

### Étude du modèle complet

Une fois la largeur déterminée, nous avons procédé à la définition de la longueur de la poutre de suspension en se basant sur une étude 3D de la structure dans sa globalité<sup>5</sup>, c'est-à-dire, la structure vibrante, ses poutres de suspension et la structure de maintien. La définition de cette grandeur peut être limitée par deux points remarquables :

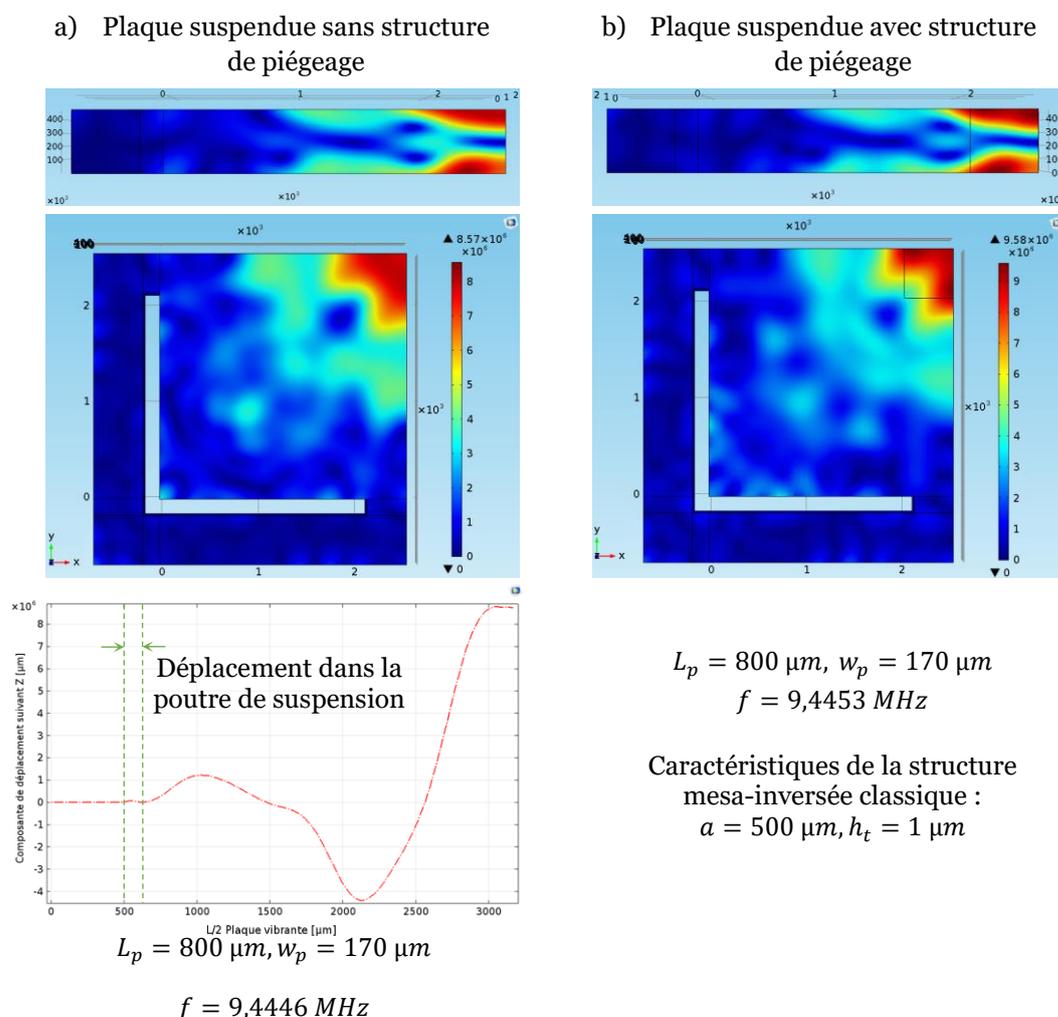


FIG. 4.33 - Étude des modes propres d'un C-BAR à tranchées avec et sans structure de piégeage. Plaque vibrante  $5000 \times 5000 \mu m^2$

- Une longueur de poutre importante pourrait nous remettre dans la configuration de la structure vibrante encastrée sur ses quatre côtés.
- Une longueur de poutre trop petite implique une diminution de la rigidité statique de la plaque, et donc des tensions d'actionnement limitées.

Une série de simulations a été effectuée dans ce sens et nous avons retenu une configuration dont les résultats sont illustrés dans la figure 4.33. Le compromis entre les deux points remarquables cités ci-dessus, nous ont mené à une configuration à base de poutres faisant

<sup>5</sup> Seulement le quart de la structure a été simulé.

800  $\mu\text{m}$  de long pour une largeur de 170  $\mu\text{m}$  précédemment déterminée. La figure 4.33-a présente le déplacement total du mode fondamental d'extension-compression dans le cas d'une plaque vibrante suspendue ne prévoyant pas de structure de piégeage. Ainsi, le mode  $TE_1$  ne semble pas bien confiné au centre de la plaque mais les fuites d'énergie dans les supports paraissent plus atténuées que dans le cas d'une plaque encastree sur sa périphérie. De plus, le graphe de ligne du champ de déplacement suivant la direction  $z$  montre un déplacement quasiment le long de la poutre de suspension. C'était le but attendu.

Si nous intégrons maintenant la structure de piégeage à la plaque suspendue, nous verrons tout de suite qu'avec simplement une structure mesa-inversée classique, le mode  $TE_1$  est mieux piégé, présentant moins de fuites en dehors de la zone de piégeage (Fig. 4.33-b). Les tensions de pull-in correspondants à cette configuration sont illustrées dans le tableau 4.10.

$L_e/g$	200 [nm]	400 [nm]	700 [nm]
800 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 52 V]	[0 – 147 V]	[0 – 342 V]
1000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 42 V]	[0 – 120 V]	[0 – 279 V]
2000 [ $\mu\text{m}$ ]	[0 – 23 V]	[0 – 66 V]	[0 – 154 V]

Tableau 4.10 - Les tensions de pull-in d'une plaque suspendue pour les différentes variantes réalisées au courant de cette thèse.

Les tensions de pull-in calculées avec COMSOL sont bien évidemment inférieures à celles obtenues en encastree la plaque sur ses quatre côtés. Cette dernière est plus rigide que la plaque suspendue. En effet, plus les poutres de suspension sont larges et longues, moins la flèche induite par le moment dû à la pression électrostatique est faible et plus nous repoussons la limite du pull-in. Néanmoins, les dimensions des tranchées retenues ici n'impactent pas trop la tension de pull-in et le coefficient de couplage électromécanique n'est que légèrement plus faible que dans le cas d'une plaque encastree. En effet, nous passons d'une valeur de  $k^2$  de  $9,93 \times 10^{-4}$  à  $6,24 \times 10^{-4}$  pour une plaque suspendue selon une configuration bien définie.

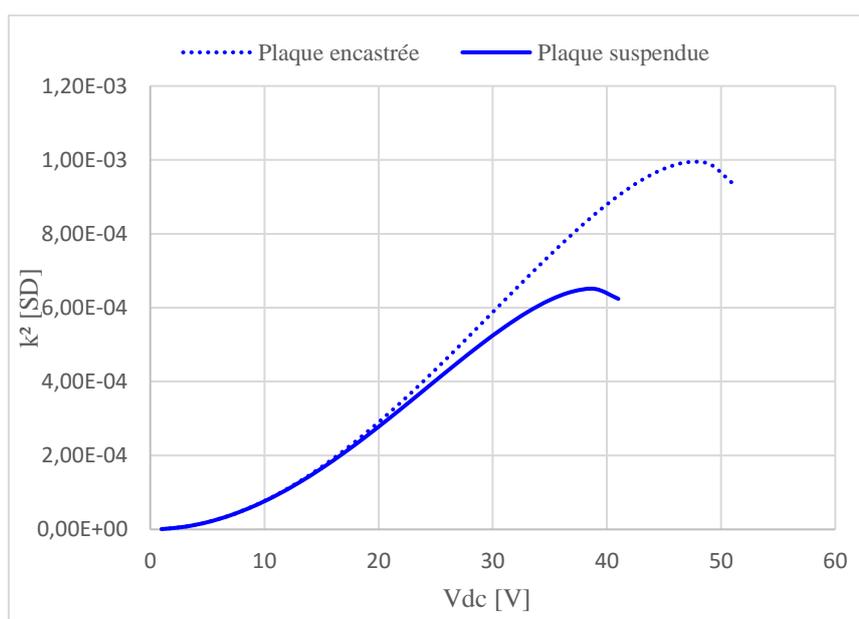


FIG. 4.34 - Influence des poutres de suspension sur le coefficient de couplage électromécanique du résonateur. Caractéristiques de la structure de l'étude : plaque vibrante  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ ,  $h = 470 \mu\text{m}$ , surface d'électrode  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ ,  $g = 200 \text{ nm}$ .

### 4.2.7 Réponse fréquentielle du C-BAR

Même si elle nous a permis un premier dimensionnement du résonateur, l'analyse des fréquences propres de la plaque vibrante en extension compression d'épaisseur proposée dans la section 4.2.5 n'est pas suffisante. Cette analyse n'a pas pour but et ne nous permet pas de connaître précisément les fréquences de résonance du résonateur, du fait de sa géométrie relativement complexe et du caractère anisotrope du silicium. Nous nous attachons dans ce paragraphe à simuler avec précision la réponse fréquentielle du résonateur à partir d'une proposition de dimensionnement de la structure complète.

#### 4.2.7.1 Fréquence de résonance

Cette étude a pour but de déterminer la fréquence de résonance et la déformée dynamique propres au mode fondamental de la plaque en question. Contrairement à la fréquence propre définie comme une grandeur liée au mouvement libre non-amorti du système, la fréquence de résonance, elle est liée à l'amortissement du système, et caractérise les vibrations forcées du système. Dans la méthode modale suivie par COMSOL la réponse est obtenue pour une fréquence donnée par une combinaison de modes propres, c-à-d. de fonctions décrivant les trois composantes du déplacement dans la structure, composantes auxquelles sont rattachées les petites variations harmoniques du potentiel dans le gap déformé statiquement grâce à l'algorithme ALE. Ces variations sont linéarisées au voisinage de la solution statique car elles sont supposées infinitésimales. Il s'agit donc d'une méthode de perturbation harmonique transposant aux éléments finis l'approche analytique décrite dans [Dulmet et al., 2016]. En pratique, le logiciel trouve pour chaque pas de fréquence la meilleure combinaison de fonctions propres formant une solution approchée du problème. Dans ce paragraphe, nous décrivons les simulations numériques de la réponse en fréquence du C-BAR en se basant sur l'étude des modes propres de la section 4.2.5. La solution stationnaire issue de l'analyse des modes propres utilisée comme point de linéarisation de la méthode de perturbation harmonique est calculée pour  $V_{AC} = 0,1 V$  appliqués à l'électrode d'excitation.

#### 4.2.7.2 Amortissement

Nous faisons l'hypothèse que le coefficient de qualité est égal à 10 000 qui était l'ordre de grandeur du coefficient de qualité maximal obtenu effectivement pour les résonateurs réalisés lors des travaux précédents. Ainsi, afin de s'approcher au mieux de la réalité, la réponse du système est simulée en tenant compte de l'amortissement structural dans le code d'éléments finis. Ce paramètre est un des plus influents sur le comportement dynamique. Pour ce faire, différentes façons d'introduire l'amortissement existent dans COMSOL. Dans cette étude, nous avons choisi le mécanisme d'amortissement de Rayleigh. Pour le définir, deux constantes doivent être spécifiées,  $\alpha_R$  et  $\beta_R$ . Ainsi, nous introduisons une matrice d'amortissement liée au vecteur des vitesses dans l'équation d'équilibre :

$$M \frac{d^2 u}{dt^2} + D^* \frac{du}{dt} + Ku = f(t) \quad (4.5)$$

où,  $D^*$ , est le coefficient d'amortissement,  $M$ , la masse,  $K$ , la constante de raideur,  $u$ , le déplacement,  $t$ , le temps, et  $f(t)$  est la force motrice.

L'amortissement de Rayleigh, est régi par deux paramètres de viscosité de la matrice d'amortissement qui est une combinaison linéaire assez générale de la matrice de masse  $[M]$  et la matrice de raideur  $[K]$  selon (Eq 4.6) :

$$[D^*] = \alpha_R (s^{-1}) [M] + \beta_R (s) [K] \quad (4.6)$$

Le coefficient d'amortissement  $D^*$  est fréquemment défini comme étant le facteur d'amortissement exprimé en fonction de l'amortissement critique  $D_0^*$  du système comme suit :

$$\xi = \frac{D^*}{D_0^*} \quad (4.7)$$

avec,  $D_0^* = 2\sqrt{KM}$

Notons que pour des valeurs maximales du facteur de qualité, nous avons :

$$\xi = \frac{1}{2Q} \quad (4.8)$$

Ainsi, il est possible d'exprimer les paramètres visqueux de l'amortissement de Rayleigh en fonction du facteur d'amortissement  $\xi$ . Pour une paire  $\alpha_R$  et  $\beta_R$ , le facteur d'amortissement  $\xi$  peut s'exprimer comme suit :

$$\xi = \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha_R}{\omega} + \beta_R \omega \right) \quad (4.9)$$

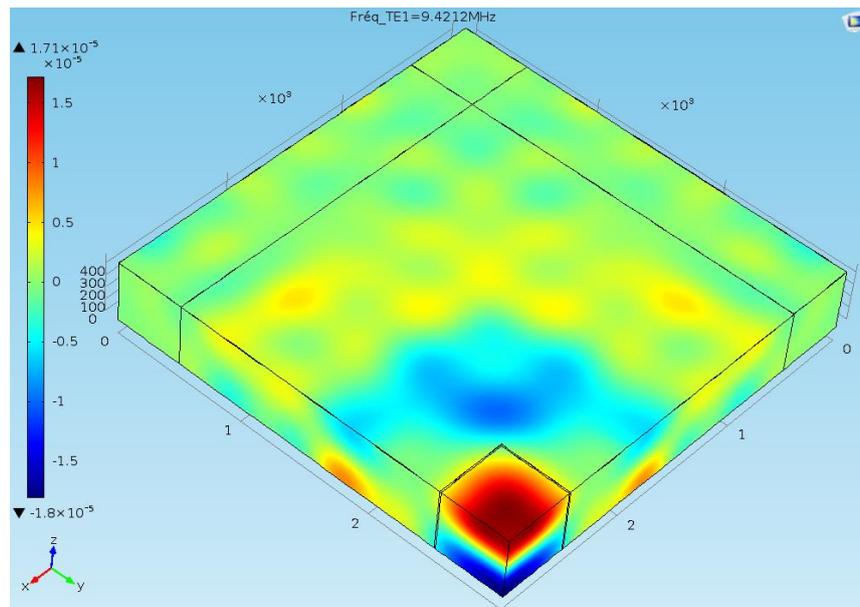
De (Eq 4.9), nous pouvons clairement constater que l'amortissement de Rayleigh dépend de la fréquence de vibration, il faudra donc déterminer celle-ci pour pouvoir déduire les constantes  $\alpha_R$  et  $\beta_R$ . C'est pourquoi l'analyse préalable des modes propres s'avère indispensable pour renseigner une fréquence de résonance approximative du système de l'étude. Les facteurs d'amortissement pour ce dernier sont tel que  $\alpha_R = 3946.6 s^{-1}$  et  $\beta_R = 5,6307 \times 10^{-13} s$ , en accord avec le facteur de qualité observée de 10 000 pour le mode fondamental autour de 9 MHz.

Nous parvenons ainsi à simuler de façon assez réaliste l'amortissement de la réponse du MEMS, en se passant des valeurs des éléments de la matrice viscoélastique (parties imaginaires des constantes élastiques d'ordre 2  $C_{ij}$ ), que nous n'avons pas trouvées dans la littérature. C'est dommage car cela aurait conduit à des amortissements plus réalistes car plus sélectifs par rapport à la nature des modes (extension, cisaillement, etc.). En effet, l'amortissement de Rayleigh a le défaut de produire le même effet quel que soit le mode de vibration, ce qui n'est pas la réalité.

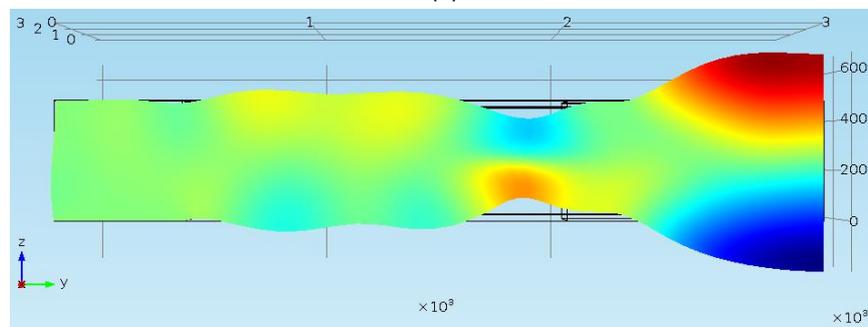
La fréquence attendue dans le cas d'une plaque vibrante en silicium de 470  $\mu m$  d'épaisseur correspondant au mode d'extension-compression d'épaisseur pur ( $TE_1$ ) se situe autour de 9 MHz. Pour le même maillage élaboré dans la section traitant les modes propres, l'analyse dans le domaine fréquentiel<sup>6</sup> de la structure de l'étude a permis d'aboutir au résultat suivant :

---

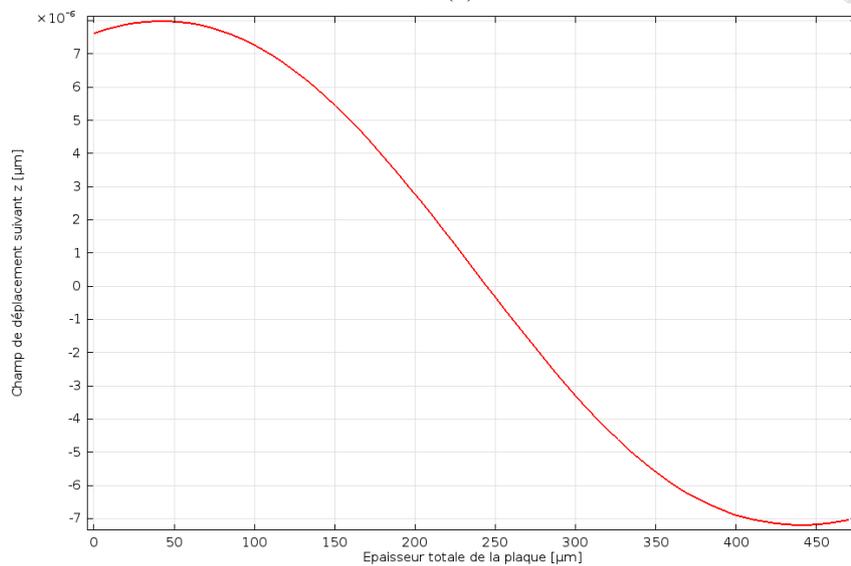
<sup>6</sup>Le problème principal de cette méthode de modélisation est le temps de calcul qui peut être très long du fait du nombre d'éléments considérables à prendre en compte pour converger à un résultat le plus précis possible.



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.35 - Résultat de l'analyse du domaine fréquentiel d'une plaque faisant  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur vibrant en mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$  piégé. Caractéristiques du résonateur :  $Membrane = 5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ ,  $g = 700 \text{ nm}$ ,  $L_e = 1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ . Caractéristiques de la structure de piégeage double mesa-inversée :  $a = 500 \mu\text{m}$ ,  $b = 510 \mu\text{m}$ ,  $h_t = 1 \mu\text{m}/\text{marche}$ . a) vue de dessus du mode  $TE_1$  piégé, b) vue en coupe du mode  $TE_1$  piégé et déformé, c) distribution du déplacement harmonique suivant l'épaisseur de la plaque vibrante.

Nous remarquons que le mode  $TE_1$  correspondant à la plaque  $470 \mu m$  présente une forte concentration de l'amplitude au centre de la plaque, dans la région que nous avons appelée « cavité de piégeage ». La vue en coupe (Fig.4.35-b) témoigne bien de la façon dont la plaque vibre et se déforme en mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$  suite à une sollicitation harmonique. Par ailleurs, le graphique de la figure 4.35-c de la composante de déplacement dans la direction longitudinale de la plaque vibrante en silicium, en son centre, montre que  $u_3$  est effectivement prépondérant et varie sur une demie longueur d'onde dans l'épaisseur. Il s'agit donc bien d'extension-compression d'épaisseur. Toutefois, l'excitation électrostatique mono-face n'interdit pas aux C-BAR de répondre sur les partiels pairs. C'est avéré, mais par contre rien ne dit que cette réponse soit significative, en raison d'un équilibrage de la vibration calamiteux par rapport aux modes impairs, impliquant probablement des facteurs de qualité très mauvais. Il s'agit simplement d'une conjecture, que nous n'avons jamais vraiment étudiée, mais du strict point de vue électrique, le résonateur peut théoriquement vibrer sur le mode pair, excitable tout à fait normalement. Ce point méritera d'être étudié ultérieurement de façon plus approfondie.

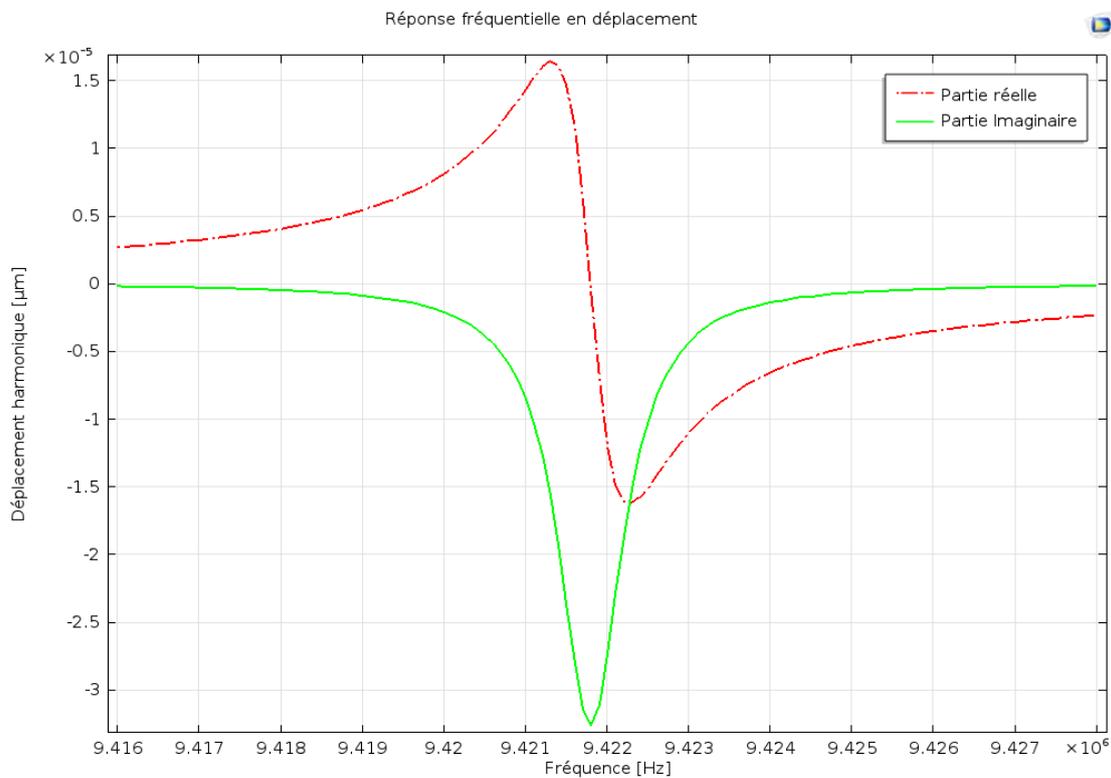


FIG. 4.36 - Réponse fréquentielle en déplacement de la structure présentée dans la figure 4.35. Partie réelle (en rouge). Partie imaginaire (en vert).

La figure 4.36 montre la réponse fréquentielle en déplacement du C-BAR en silicium vibrant en son mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur. En rouge, nous avons la partie réelle de la réponse et en vert, sa partie imaginaire.

### 4.3 Modélisation électrique du résonateur C-BAR

Lors de la conception du C-BAR, des éléments parasites provenant des connexions (ex : R-vias), des caractéristiques physiques du matériau utilisé (ex : sa résistivité, R-substrat), ou encore de sa géométrie doivent être pris en compte. Par exemple, les capacités parasites créées par les surfaces en regard de la géométrie, ne sont pas contrôlables et peuvent fluctuer dans le temps. Ainsi, selon qu'elles soient en série ou en parallèle avec la capacité nominale  $C_0$  du C-BAR, le comportement de celui-ci en terme de performances électriques/fréquentielles ne sera plus le même. Afin d'estimer l'impact de ces éléments parasites sur le résonateur, nous nous proposons dans cette section de réaliser une étude électrique de la résistance due au substrat ainsi qu'à la capacité parasite introduite par la couche de passivation présente dans le gap électrostatique nécessaire pour repousser sa limite de claquage.

#### 4.3.1 Étude de l'effet de la résistance due au substrat sur le C-BAR

Une première réalisation nous a permis de mettre en lumière deux causes dégradant le comportement du résonateur, à savoir :

- Une zone de réservation entre la surface flottante (permettant le scellement des deux wafers) et le résonateur assurant l'isolation électrique entre ce dernier et l'environnement extérieur (Fig.4.37) beaucoup trop exigüe.
- Un substrat silicium caractérisé par une résistivité de faible valeur.

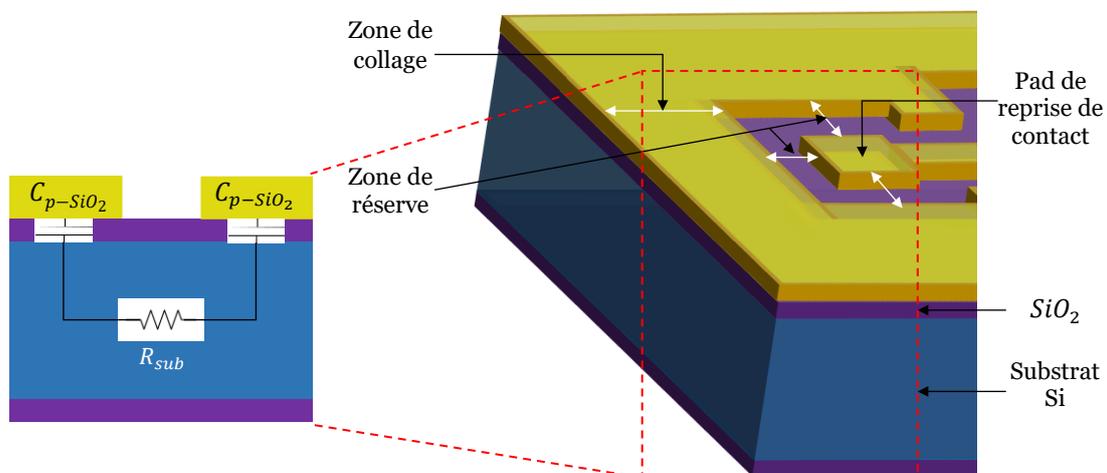


FIG. 4.37 - Schéma illustrant les trois zones caractéristiques du résonateur de l'étude au niveau de son pad de reprise de contact. Droite) schéma 3D, gauche) vue en coupe avec les éléments parasites.

Ces deux paramètres définissent la résistance due au substrat. La configuration entreprise dans la première série de dispositifs, fournissait une valeur de résistance de substrat insuffisante (typiquement de  $26 \Omega$ ). Étant en série avec les capacités parasites dues à l'oxyde de silicium<sup>7</sup> ( $C_{p-siO_2}$ ) présent sur la surface des substrats, le risque de couplage entre elles était inévitable. Ainsi, un courant non négligeable circulait dans le circuit équivalent causant le court-circuit de celui-ci. En effet, un substrat conducteur (peu ou pas résistif) produit des effets

<sup>7</sup>Permettant l'isolation électrique entre le silicium et les métallisations nécessaires pour les électrodes d'excitation.

de charge sur ses surfaces, qui sont à l'origine de variations de la tension de pull-in du MEMS causant des instabilités qui peuvent être éliminées par la métallisation des électrodes par dépôt d'or par exemple. Donc le fait qu'on ait un substrat résistif ça va réduire la production des effets de charges sur les surfaces du silicium (pas de contact ohmique) d'autant plus que ce dernier est protégé par une couche d'oxyde thermique.

Afin de trouver une configuration optimale pour la nouvelle génération de résonateurs, nous avons réalisé une multitude de simulation 2D sous COMSOL pour évaluer l'impact des différentes dimensions des trois zones caractéristiques sur la résistance due au substrat et ce pour une résistivité donnée. Nous avons réussi à obtenir des substrats de très haute résistivité dont la valeur équivaut 10 000  $\Omega \cdot \text{cm}$  contre seulement 10  $\Omega \cdot \text{cm}$  pour la première série de dispositifs. Considérons la structure de la figure 4.38 :

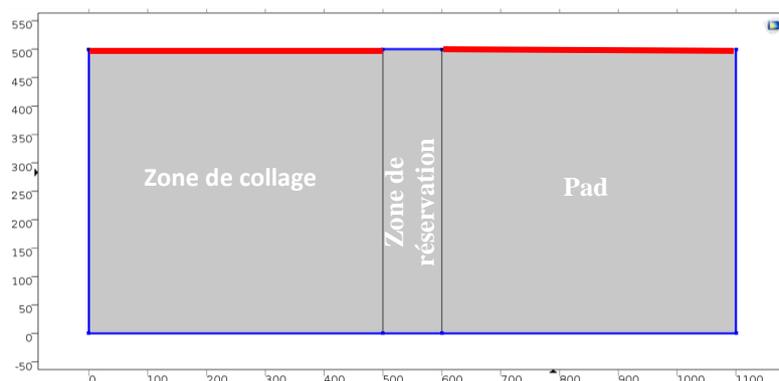


FIG. 4.38 - Structure 2D implémentée sous COMSOL, mettant en évidence les trois zones caractéristiques du C-BAR.

La structure de la figure 4.38 ci-dessus est constituée de trois blocs de silicium de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur et de différentes dimensions latérales. Les bords de la structure sont naturellement isolés électriquement (traits en bleu). Afin d'éviter les effets de mass-loading et pour faciliter le maillage, il est judicieux de négliger les électrodes dans la structure à simuler, et de représenter les accès par deux conducteurs linéiques de part et d'autre du substrat, parcourus par un courant  $I$  et possédant une différence de potentiel  $V$ . Ces grandeurs électriques vérifient la relation suivante (Loi d'Ohm) :

$$V = RI_{total} \quad (4.10)$$

Avec  $I_{total}$  = l'intégrale de la densité de courant sur toute la surface du substrat.

On impose un potentiel constant de 100 V sur l'électrode de droite. Celle de gauche est portée à la masse (0 V) (les traits en rouge). Les résultats de simulations sont présentés ci-dessous.

- Effet de la surface du pad de reprise de contact sur  $R_{sub}$   
Configuration entreprise :

$$L_{collage} = 500 \mu\text{m}$$

$$L_{réservation} = 500 \mu\text{m}$$

$$L_{pad} [100, 50, 1000 \mu\text{m}]$$



FIG. 4.39 - Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la taille du pad de reprise de contact pour  $\rho = 10\,000\ \Omega \cdot \text{cm}$  et une tension DC de 100 V.

De la figure 4.39 nous pouvons constater que l'évolution de  $R_{sub}$  est inversement proportionnelle à la longueur du pad. Il faudra donc prévoir des surfaces de pads raisonnables pour garder une valeur de  $R_{sub}$  convenable à notre résonateur. Cependant, le choix de la dimension des pads est dicté par les limites technologiques liées au procédé du « wire bonding ». En effet, il faudra prévoir une dimension de pads capables de recevoir les fils conducteurs nécessaires à la reprise de contact à travers le silicium relativement épais.

Pour un fil d'or dont le diamètre est de l'ordre de  $25\ \mu\text{m}$  engendrant une surface de contact égale à  $75\ \mu\text{m}^2$  après mis en contact du fil avec la surface du pad, nous estimons qu'un pad de  $100 \times 100\ \mu\text{m}^2$  ferait un bon compromis entre la réussite du procédé de « wire bonding » et la nécessité d'avoir des  $R_{sub}$  grandes atteignant typiquement  $2,6\ \text{M}\Omega$ . En effet, la taille des pads retenue a permis de répondre aux limites de la technique de wire bonding (Fig.4.40). Notons que les simulations à venir se feront en tenant compte de  $L_{pad} = 100\ \mu\text{m}$ .

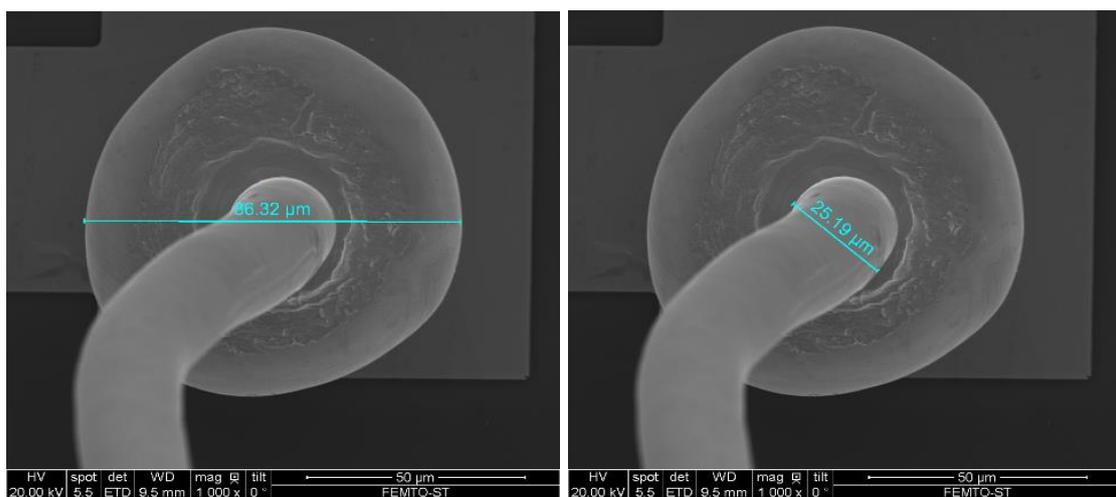


FIG. 4.40 - Photographie MEB de la surface de contact d'un fil conducteur d'or dont le diamètre est de l'ordre de  $25\ \mu\text{m}$ .

- Effet de la dimension de la zone de réserve sur  $R_{sub}$   
Configuration entreprise :

$$L_{collage} = 500 \mu m$$

$$L_{réserve} = [100, 50, 1500 \mu m]$$

$$L_{pad} = 100 \mu m$$

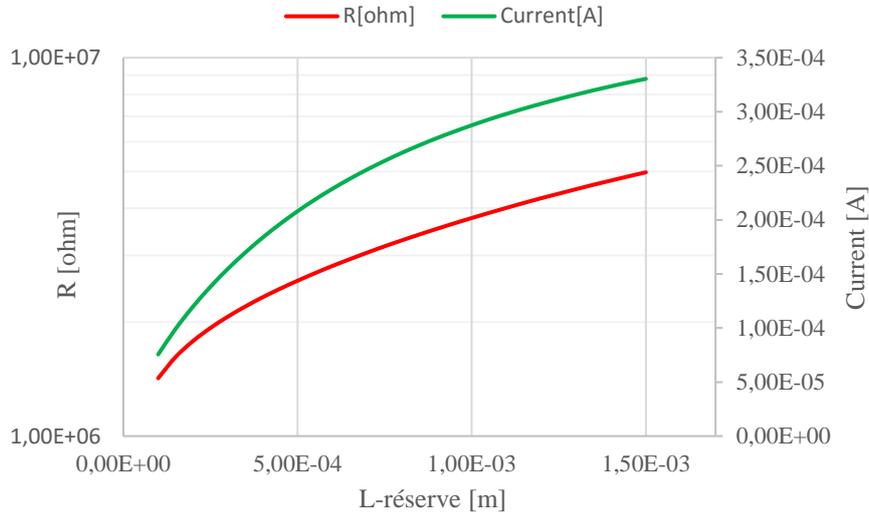


FIG. 4.41 - Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la zone de réserve pour  $\rho = 10\,000 \Omega \cdot cm$  et une tension DC de 100 V.

Nous observons une augmentation de  $R_{sub}$  avec la longueur de la zone de réserve. Celle-ci atteint 5 M $\Omega$  pour une longueur de 1500  $\mu m$ . Cette dimension va donc être dictée par la taille finale désirée du dispositif. Nous soulignons tout de même que la longueur de la zone de réserve n'a que peu d'impact sur la résistance du substrat comparativement à la dimension du pad. Une faible variation de cette dernière couvre une plus large gamme en résistance que la longueur de la zone de réserve.

- Effet de la surface de collage sur  $R_{sub}$   
Configuration entreprise :

$$L_{collage} = [100, 20, 1000 \mu m]$$

$$L_{réserve} = 500 \mu m$$

$$L_{pad} = 100 \mu m$$

La surface de collage n'importe que peu, son influence peut être négligeable. En effet, de la figure 4.42, nous pouvons remarquer que pour une variation de  $L_{collage}$  allant de 100  $\mu m$  à 1 mm,  $R_{sub}$  varie de seulement quelques k $\Omega$ . De plus, le graphe montre que  $R_{sub}$  est en dépendance inverse avec  $L_{collage}$ . Or, nous ne pouvons pas nous permettre des surfaces de collage petites au risque de provoquer une mauvaise solidarisation de l'élément vibrant avec son substrat de base. Nous avons donc tout intérêt à jouer sur les autres paramètres pour améliorer la  $R_{sub}$ , en l'occurrence la longueur des pads puisque cette dernière a l'impact le plus prépondérant sur la  $R_{sub}$ .

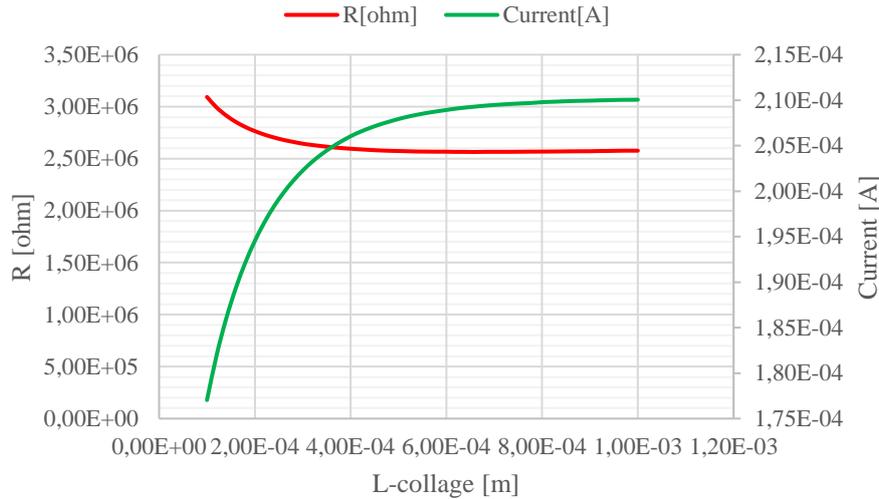


FIG. 4.42 - Évolution de la résistance due au substrat et son courant correspondant en fonction de la zone de collage pour  $\rho = 10\,000\ \Omega \cdot \text{cm}$  et une tension DC de 100 V.

Les dimensions des trois zones caractéristiques retenues pour la structure de nos résonateurs sont récapitulées dans le tableau suivant :

Les dimensions retenues
Zone de collage = 500 $\mu\text{m}$
Zone de réserve = 500 $\mu\text{m}$
Zone du pad de contact = 100 $\mu\text{m}$
Cette configuration permet d'avoir une $R_{sub} = 2,6\ \text{M}\Omega$

Tableau 4.11 - Dimensions optimales de trois zones caractéristiques du C-BAR permettant de maximiser la  $R_{sub}$ .

Une fois les dimensions fixées, nous nous sommes proposés de mettre en évidence l'évolution de la résistance due au substrat en fonction de la résistivité de ce dernier. Le tracé de la figure 4.43 montre le résultat obtenu :

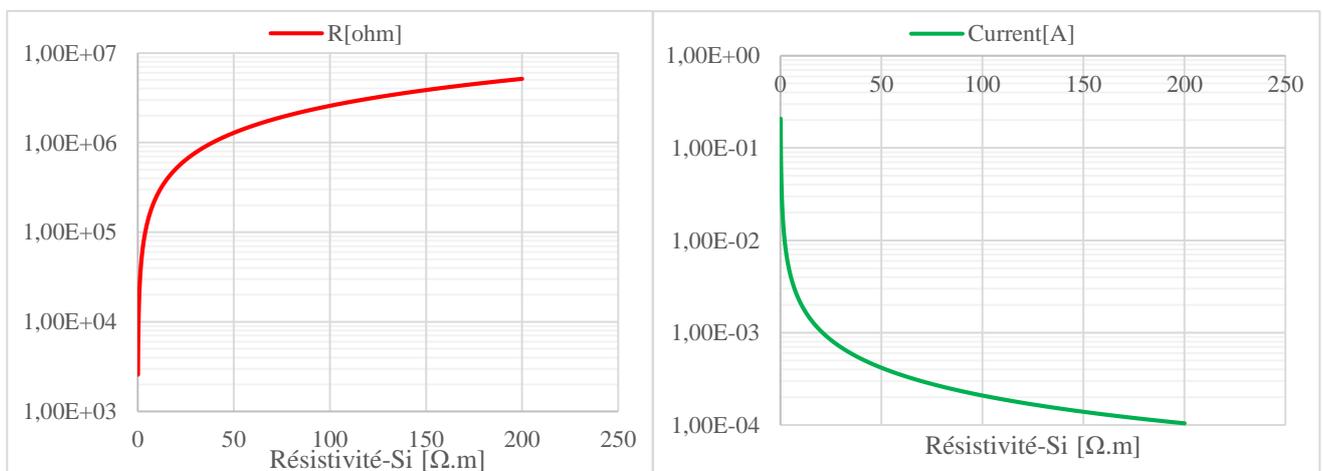


FIG. 4.43 - Évolution de la résistance due au substrat (gauche) et le courant correspondant (droite) en fonction de la résistivité selon la configuration du tableau 4.11 pour une tension DC de 100 V.

Pour un silicium de résistivité égale à  $10\,000\ \Omega \cdot \text{cm}$  nous obtenons une résistance de substrat de  $2,5734\ \text{M}\Omega$  induisant un courant de  $0,20793\ \text{mA}$  alors que nous étions sur seulement  $4\ \text{A}$  avec un silicium de  $10\ \Omega \cdot \text{cm}$ . Ainsi, les résistances séries dues au substrat du résonateur sont réduites en modélisant les électrodes sur un substrat purement résistif (isolant).

Maintenant que le risque de couplage capacitif est écarté, il est indispensable de s'intéresser aux ordres de grandeurs des capacités dues à l'oxyde d'isolation électrique. Ces capacités feront varier virtuellement la capacité intrinsèque du résonateur du fait que leurs valeurs ne soient pas négligeables devant la capacité parallèle intrinsèque du résonateur  $C_0$ , définie à partir de la zone de recouvrement des électrodes. Nous comptons deux principales capacités parasites formées par les portions de métallisation dans le cas de dispositifs à plan de masse, et cinq pour le cas de dispositifs destinés à vibrer en mode harmonique 3. Les valeurs de celles-ci vont de  $0,3\ \text{pF}$  à  $126\ \text{pF}$  en tenant compte des surfaces de métallisation entrant en jeu pour une épaisseur d'oxyde de silicium fixe égale à  $2\ \mu\text{m}$ . Ces capacités permettent de définir une gamme de réactances capacitives (Eq 4.11) comprises entre  $134\ \Omega$  et  $53,6\ \text{k}\Omega$  pour un résonateur opérant à  $9,42\ \text{MHz}$ .

$$X = \frac{1}{2\pi f C_{p-SiO_2}} \quad (4.11)$$

Cette plage de réactances capacitives s'avère très faible pour empêcher une éventuelle circulation d'un courant parasite dans les éléments indésirables. Ainsi, pour la maximiser à une fréquence de travail donnée nous devons réduire les capacités parasites et ce soit en réduisant davantage la surface des métallisations (déjà fixées suite à l'étude de la résistance due au substrat) soit en augmentant le gap d'oxyde de silicium. Cette dernière solution va essentiellement dépendre de la faisabilité technologique et sera discutée dans le chapitre suivant.

### 4.3.2 Effet de la capacité parasite due à la couche de passivation dans le gap électrostatique

#### 4.3.2.1 Test de capacité MIM « Métal Isolant Métal »

Avant de se lancer dans l'étude de l'influence de la capacité parasite due à la couche de passivation nécessaire à repousser la limite du claquage de la lame d'air délimitée par les électrodes d'actionnement, nous avons procédé à la réalisation de capacités MIM en vue d'estimer la tension de claquage du diélectrique. Cette mini-structure se présente sous forme d'un condensateur plan constitué d'une couche isolante entre deux électrodes métalliques. Ainsi, deux matériaux diélectriques ont été testés, à savoir, l'oxyde de silicium,  $\text{SiO}_2$ , et l'alumine,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Les tests électriques indiquent une tension de claquage de  $80\ \text{V}$  pour les capacités MIM à base de  $\text{SiO}_2$  d'une couche de  $340\ \text{nm}$  d'épaisseur contre  $130\ \text{V}$  pour l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  d'une couche de  $240\ \text{nm}$  d'épaisseur et ce pour une surface conductrice donnée. De plus, les mesures électriques indiquent une capacité de  $218\ \text{pF}$  pour l' $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Cette valeur corrobore avec la valeur théorique qui avoisine  $240\ \text{pF}$  et valide la valeur de permittivité diélectrique propre à l'alumine ( $\epsilon_r = 7$ ). Cette petite étude témoigne de l'intérêt apporté par l'alumine devant l'oxyde de silicium. Aussi c'est ce dernier qu'a été utilisé comme couche de protection.

### 4.3.2.2 Effet de $C_{passivation}$ sur le C-BAR

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2 (cf. 2.3), cette couche de passivation se traduit par une capacité parasite en série avec la capacité du gap. Afin d'évaluer son impact sur le schéma équivalent de base du circuit BVD du résonateur, nous avons procédé à des simulations électriques sous le logiciel ADS. L'illustration de la figure 4.44 permet de tenir compte de la capacité de passivation dans le circuit BVD.

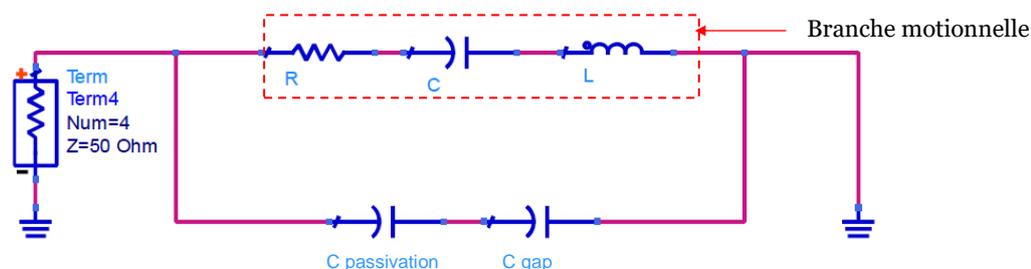


FIG. 4.44 - Schéma électrique équivalent du C-BAR intégrant la capacité parasite due à la passivation au niveau du gap électrostatique.

La capacité du gap est composée d'une lame d'air caractérisée par la permittivité relative de l'air  $\epsilon_0$  d'épaisseur  $700 \text{ nm}$  délimitée par la surface des électrodes égale à  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ . L'ajout de la  $C_{passivation}$  à  $C_{gap}$  rend la permittivité du gap composite.

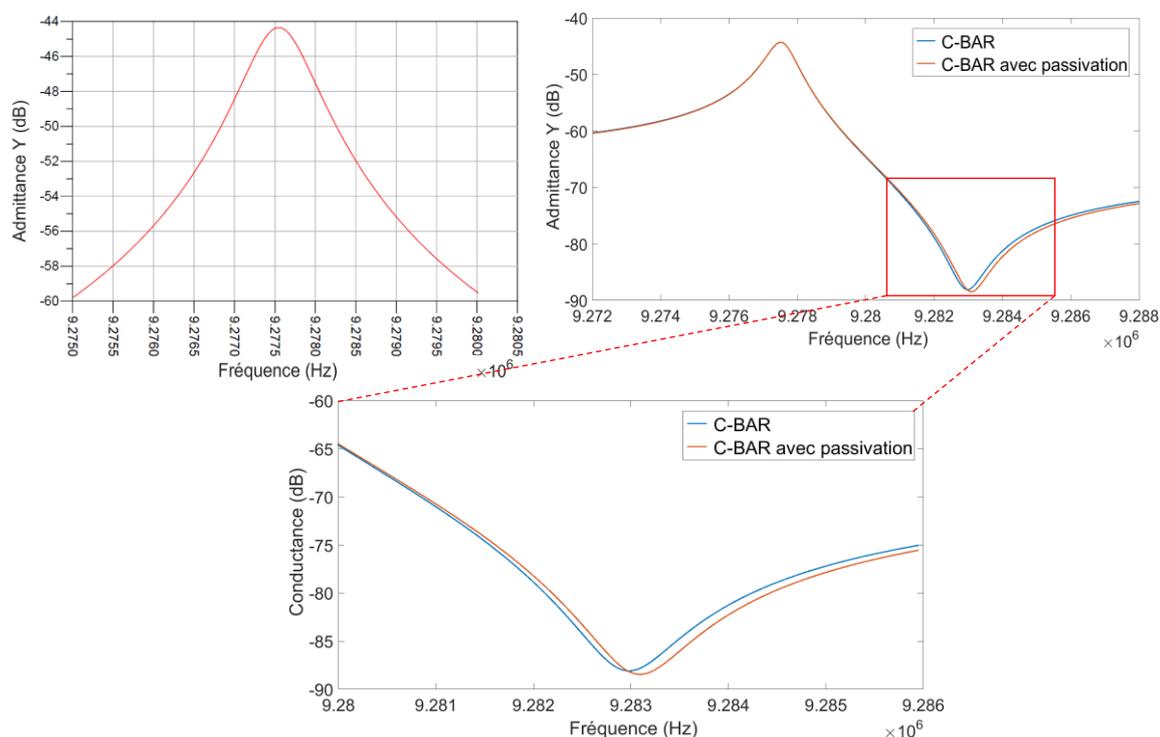


FIG. 4.45 - Résultats de simulations du circuit équivalent du C-BAR a) dans le cas idéal, b) en tenant compte de la capacité du gap  $C_{gap}$  (en bleu), en tenant compte de  $C_{gap}$  et  $C_{passivation}$  (en rouge).

Nous visons un produit  $Q.f$  de l'ordre de  $10^{10}$ . Ainsi, pour une fréquence de travail avoisinant  $9,42 \text{ MHz}$ , le facteur de qualité attendu avoisine les 10 000. Du tableau (4.8) nous avons le couplage électromécanique qui vaut  $1,49 \times 10^{-3}$  pour une plaque de  $470 \mu\text{m}$  d'épaisseur

et une surface d'électrode de  $800 \times 800 \mu\text{m}^2$ . Nous pouvons donc déduire la valeur de la capacité motionnelle à partir de (Eq 2.83), on obtient  $C_m = 9,77704 \text{ fF}$ . Ainsi, l'inductance motionnelle vaut  $30,1 \text{ mH}$  d'après l'équation 1.8. De la relation 1.11, la résistance motionnelle est évaluée à  $165 \Omega$ . En spécifiant ces valeurs dans le circuit présenté ci-dessus (Fig.4.44), nous obtenons les résultats présentés dans la figure 4.45.

L'association de la branche série à la branche parallèle se présente bien par l'apparition d'une fréquence parallèle,  $f_p$  (Fig.4.45-b) provoquant une dégradation du facteur de qualité du résonateur d'environ 2% de celui du résonateur C-BAR idéal (Fig.4.45-a). Tandis que l'ajout de la capacité de passivation<sup>s</sup> en série avec la capacité du gap introduit un décalage de la fréquence parallèle vers les hautes fréquences d'environ  $110 \text{ Hz}$  causant ainsi une augmentation du couplage électromécanique de l'ordre de  $3,10^{-5}$ . Cette capacité parasite n'a quant à elle aucun impact sur la résonance série.

## 4.4 Découplage des fréquences

La structure du C-BAR de la présente étude est basée sur l'assemblage de deux wafers. La technologie employée est basée essentiellement sur le matériau 'silicium'. Ceci implique que les propriétés physiques et paramètres dimensionnels du matériau constituant la structure vibrante, vont être identiques à celles de la structure de base faisant office de support mécanique sur lequel repose l'électrode dite fixe. En effet, les propriétés des deux wafers sont identiques. Celles-ci, notamment l'épaisseur de la plaque vibrante, dictent la fréquence de résonance. Il faut donc considérer le risque que les deux fréquences de résonance fondamentales auxquelles les plaques de silicium sont susceptibles de vibrer, se chevauchent. Nous pouvons alors jouer soit sur les propriétés intrinsèques du matériau ou les paramètres dimensionnels de l'élément vibrant. Ceci permet donc de déterminer précisément la fréquence de résonance du substrat de base évitant ainsi qu'il ne soit une source de perte pour notre dispositif.

### *Quel substrat faut-il amincir ?*

La réponse à cette question va être dictée par la prise en compte de ces différents points :

- D'après les courbes de dispersion, on peut clairement déduire que les harmoniques se produisant en dessous (ou égales) du mode fondamental peuvent être problématique au moment de la caractérisation du dispositif tandis que les harmoniques d'ordre supérieur ne risquent pas de se coupler avec le mode désiré. Cependant, la logique reste la même dans le cas d'un empilement de deux couches identiques. Si l'on choisit d'amincir le wafer de base, cela se traduit par des résonances apparaissant plus haut que le mode fondamental de l'élément vibrant, générant des harmoniques encore plus hautes, le risque que celles-ci se couplent avec le mode utile est alors écarté. De plus, les fréquences correspondantes au mode de flexion, elles, se produiront encore plus bas que le fondamental de la plaque de l'élément vibrant (pour une membrane de  $150 \mu\text{m}$ , on est à  $470 \text{ kHz}$  en flexion), donc pour  $470 \mu\text{m}$  par exemple on est encore plus bas.

---

<sup>s</sup>La capacité de passivation  $C_p$  pour une couche d'alumine de  $100 \text{ nm}$  d'épaisseur recouvrant la surface de l'électrode, implique une capacité de l'ordre de  $397 \text{ pF}$ .

- Il est préférable que le pull-in survienne pour le wafer de base et que le résonateur reste plan, ce dernier risque d'avoir un meilleur piégeage (déplacement petit implique une fréquence grande et par conséquent un bon facteur de qualité).

En conclusion, il est préférable de découpler acoustiquement l'effet du résonateur de son substrat de base en agissant sur ce dernier. Pour ce faire, nous avons procédé à l'accord de l'épaisseur du substrat de base à une fréquence plus importante que celle désirée en réalisant un évidement sur sa face arrière.

Afin d'estimer l'écart à prévoir pour séparer les modes de résonance entre eux, une méthode d'analyse unidimensionnelle a été développée dans le cadre de la précédente thèse d'Ivan [Ivan, 2012] permettant de rendre compte d'une éventuelle émission acoustique parasite dans le substrat de base diminuant ainsi l'efficacité de transduction du système. L'avantage majeur de cette méthode dite d'impédance basée sur les matrices de transfert est celui de pouvoir être appliquée à des structures comportant plus d'une couche dans leur empilement technologique. Ainsi, La figure 4.46 schématise la structure multicouche du C-BAR excitée électro-statiquement :

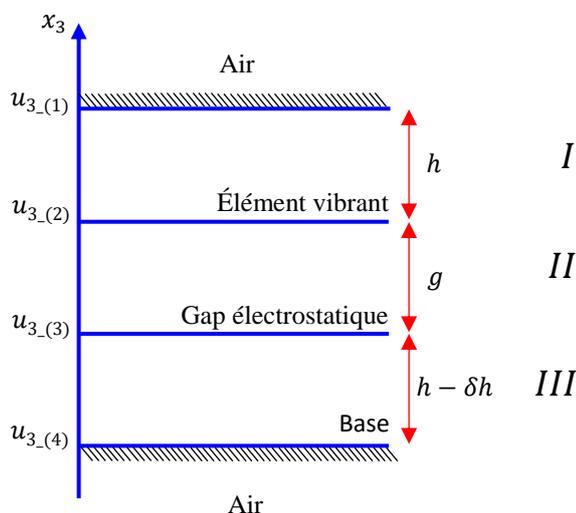


FIG. 4.46 - Schéma représentatif des différents niveaux d'empilement constituant le C-BAR.

Dans les niveaux *I* et *III*, les conditions de propagation et donc le comportement acoustique est identique sauf en ce qui concerne la fréquence de résonance du fait de la différence entre les épaisseurs des structures vibrantes. Cette configuration nous mène à un rapport d'amplitudes de part et d'autre le gap électrostatique qui va essentiellement dépendre de la grandeur  $e$  qui représente la profondeur de la cavité à graver sur la face inférieure du wafer base. Celle-ci va être dictée par la séparation entre les modes (haut et bas) qu'on désirerait avoir, et qui permettrait aux modes d'être suffisamment éloignés pour éviter d'être dans une configuration de filtres.

En appliquant la méthode d'impédance sur la structure de la figure 4.46, nous avons pu évaluer grâce au programme Scilab donné en annexe (ANNEXE C), les écarts en fréquence entre l'élément vibrant et son support en faisant varier l'épaisseur de ce dernier de  $400 \mu\text{m}$  à  $460 \mu\text{m}$  par pas de  $10 \mu\text{m}$ . Les résultats de cette étude nous ont conduit au tracé suivant :

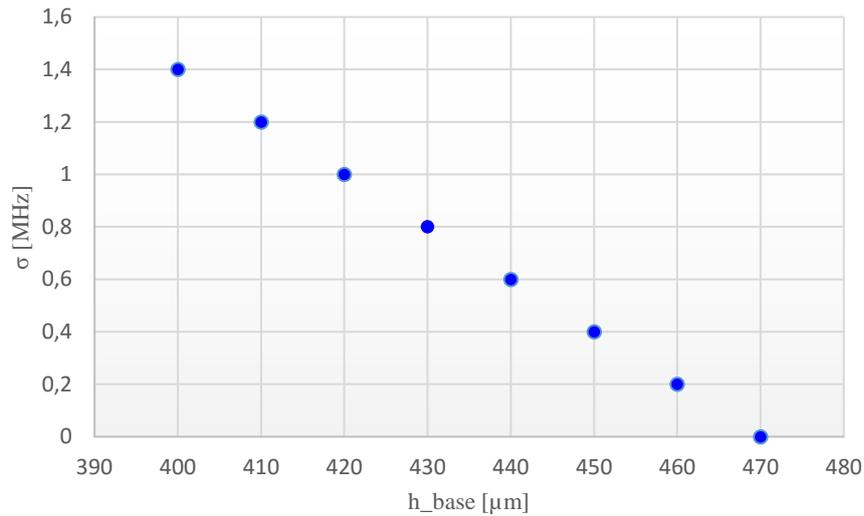


FIG. 4.47 - L'écart en fréquence entre l'élément vibrant et son support en fonction de différentes épaisseurs de ce dernier. Avec  $V_{dc} = 100 \text{ V}$ .

Nous pouvons clairement voir de la figure 4.47 que l'écart en fréquence de résonance entre l'élément vibrant et son support est régulier et correspond à  $200 \text{ kHz}$  pour  $10 \mu\text{m}$  de différence d'épaisseur entre les deux plaques. Cependant, nous estimons qu'une séparation de modes de  $400 \text{ kHz}$  pourrait être adaptée à l'application visée (Fig.4.48). Ce qui correspond à 5 % de variation d'épaisseur. On constate un léger décalage de la fréquence de résonance de l'élément vibrant par rapport à celle estimée analytiquement et apparait vers les basses fréquences autour de  $9 \text{ MHz}$ . De plus le tracé de la figure 4.48 montre que la séparation entre les modes augmente avec le rang de l'harmonique.

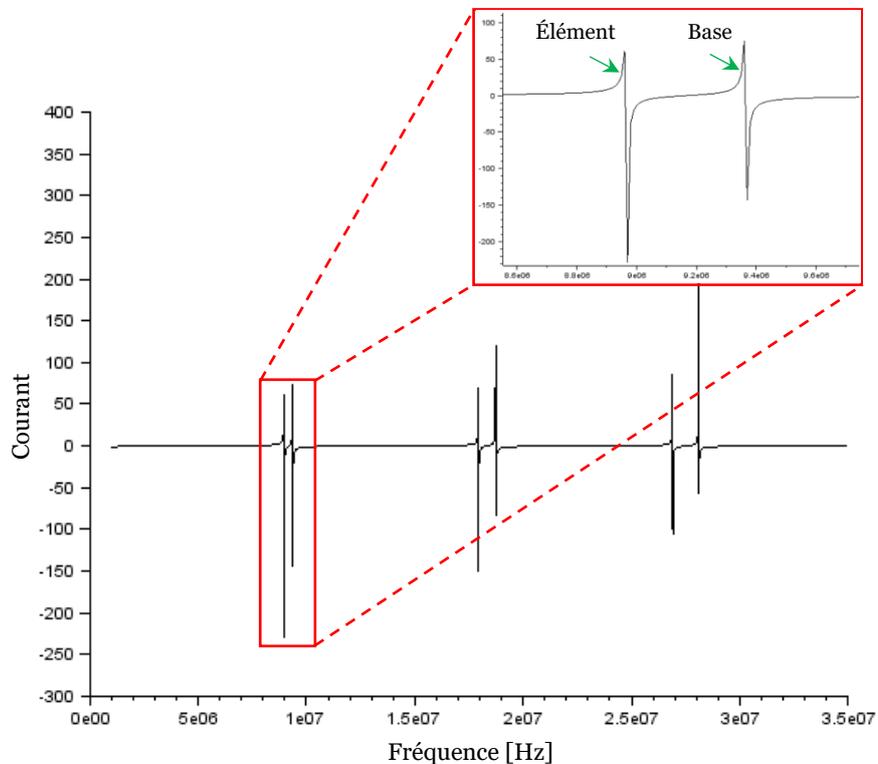


FIG. 4.48 - Spectre des fréquences de résonance de la structure présentée dans la figure 4.46. Avec  $V_{dc} = 100 \text{ V}$ .

## 4.5 Bilan/Conclusion

Dans ce chapitre, nous poursuivons l'objectif de procéder à des simulations numériques systématiques pour déterminer une structure de résonateur dimensionnée pour améliorer le coefficient de couplage électromécanique et le coefficient de surtension des réalisations antérieures tout en restant dans la même plage de fréquences de résonance, au voisinage de 10 MHz. Si les modélisations analytiques des chapitres précédents permettent une première estimation des caractéristiques essentielles des résonateurs, on attend des simulations numériques une plus grande précision, d'autant plus que certaines parties cruciales de l'analyse théorique, à savoir les calculs du gap déformé par la polarisation et de la distribution modale, ne sont pas accessibles en 3D sans recourir à des approximations. En outre, une caractéristique récurrente des microstructures monolithiques est l'amointrissement de l'efficacité du concept d'encastrement par rapport au calcul des structures complexes de grandes dimensions, domaine dans lequel ce concept se montre très fructueux. Même si le déplacement reste minimal dans les zones d'ancrage d'un MEMS, il est essentiel de connaître la distribution locale des contraintes et déformations dans ces zones car les caractéristiques mécaniques de la zone active des structures peuvent rarement être considérées comme indépendantes de cette distribution. L'acquisition de cette connaissance fine est en pratique très difficile avec les outils analytiques ordinaires de l'ingénierie. Il est donc souhaitable de s'affranchir de ces sources d'approximations pour définir aussi précisément que possible les structures qui seront réalisées en salle blanche. Nous avons travaillé avec le module MEMS du logiciel par éléments finis COMSOL Multiphysics®, très présent dans la littérature des MEMS, et acquis par l'équipe fin 2014.

L'utilisation du logiciel s'est avérée efficace pour l'étude du comportement statique des composants électromécaniques. L'association des simulations correspondantes avec l'expression analytique du coefficient  $k^2$  en fonction du gap nous a permis de montrer que la limite au seuil de pull-in du coefficient de couplage électromécanique de l'élément vibrant doit être indépendante de la valeur du gap. Cette caractéristique spécifique de l'excitation électrostatique des modes d'extension-compression d'épaisseur s'explique par le fait que la tension de seuil correspond à une exacte compensation de la raideur mécanique (variation de la force de rappel autour du point d'équilibre) par la « raideur négative » électrostatique (variation de la force électrostatique autour du pont d'équilibre). Il s'avère que, pour les modes d'épaisseur, cette raideur électrostatique est proportionnelle au coefficient de couplage. Ce dernier est donc directement limité par la rigidité à la flexion de la plaque, indépendamment du fait que la tension de pull-in dépende évidemment du gap. À épaisseur fixée, le coefficient de couplage décroît donc rapidement avec les dimensions latérales de la plaque. Ce comportement est antagoniste avec la nécessité d'avoir de grandes dimensions latérales pour optimiser le coefficient de surtension à l'aide des techniques de piégeage d'énergie. Après avoir nous être heurtée aux ressources excessives demandées par logiciel pour obtenir la réponse harmonique de nos structures BAW (cette réponse s'obtient beaucoup plus rapidement pour les modes de flexion), nous avons dû nous contenter du calcul des modes propres, ce qui nous a notamment permis d'étudier les structures à double marche introduites à la fin du chapitre 2. Il apparaît que, pour parvenir à optimiser le piégeage, cette configuration nécessite que la seconde marche ne s'étende que très modérément au-delà des contours de la première.

Au final, nous sommes parvenus à proposer un dimensionnement qui respecte l'essentiel du cahier des charges, à savoir une fréquence du fondamental d'extension-compression d'épaisseur de l'ordre de la dizaine de  $MHz$ , avec un coefficient  $k^2$  compris entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$ . Les limites de l'excitation électrostatique (pull-in, claquage, limitation du  $k^2$ ) ont ainsi pu être bien cernées. Le compromis idéal entre les coefficients de couplage et de surtension s'est avéré difficile à trouver en raison du caractère excessivement laborieux de l'obtention de la réponse harmonique, en l'absence de données objectives pour estimer la part de l'amortissement structurel et celle de l'amortissement viscoélastique du matériau dans les paramètres des simulations. Nous avons donc dû nous adopter une approche pragmatique pour obtenir les valeurs produites au tableau 4.8 (cf. 4.2.4.2). Ce tableau définit la plage de dimensionnement des résonateurs à plaque quadri-encastree faisant l'objet de la micro-fabrication que nous présentons dans le chapitre 5.

On retiendra le fait qu'opter pour des épaisseurs de plaques vibrantes importantes permet l'obtention de tension de pull-in relativement élevées autorisant un couplage électromécanique acceptable pour les réalisations à simple gap. Une structure à 2 gaps symétriques situés de part et d'autre de l'élément vibrant permettrait en théorie d'éliminer la problématique du pull-in au prix d'une complexité technologique accrue. Toutefois, compenser l'effet d'un régime instable en dupliquant ses instances au sein de la structure risque d'être une fausse bonne idée, car il sera sans doute difficile de réaliser une structure parfaitement symétrique. Si c'est le cas, l'intérêt d'une structure à double gaps résiderait plutôt dans l'amélioration du couplage et surtout la possibilité de disposer de ports séparés pour l'excitation et la détection. En n'appliquant qu'une tension DC au port de détection, on doit récupérer sur celui-ci un courant uniquement dû au déplacement de la surface. Cela permettrait de s'affranchir de la capacité statique, au prix d'une amplification substantielle. Compte tenu du plan de charge de nos propres travaux, il ne nous a pas été possible de développer cette configuration encore inédite pour les résonateurs BAW.





# CINQUIÈME CHAPITRE



## Chapitre 5

# Réalisation technologique du MEMS C-BAR et premières caractérisations

### 5.1 Introduction

Aussi élaboré soit-il, un modèle, aussi bien analytique que numérique, ne peut à l'heure actuelle totalement garantir le bon fonctionnement d'un microsystème. La fabrication reste une étape où de nombreuses difficultés peuvent intervenir et dégrader les caractéristiques du dispositif. Tout l'enjeu de la fabrication est de respecter au mieux les conditions requises par la conception, en essayant d'anticiper les problèmes et de trouver des solutions à ceux-ci. Nous retraçons dans ce chapitre la démarche suivie pour réaliser les démonstrateurs C-BAR, que ce soit au niveau des concepts guidant l'ensemble des procédés que dans l'expérimentation de méthodes de fabrication génériques et innovantes.

Nous proposons dans un premier temps un descriptif succinct du procédé général de fabrication des deux types de structures réalisées lors de cette thèse :

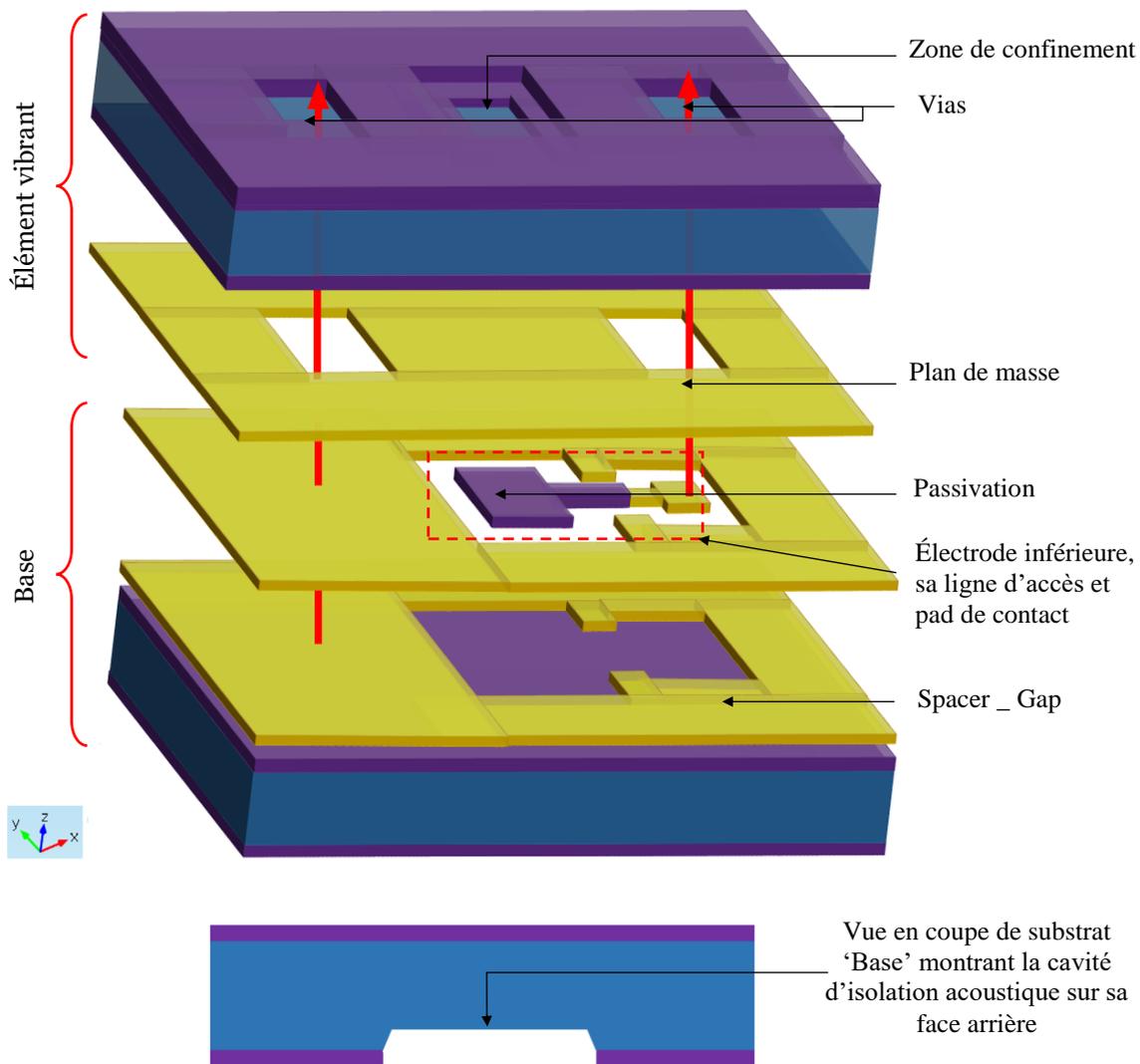
- Structures destinées à opérer en mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur pure,
- Structures destinées à opérer en partiel 3 d'extension-compression d'épaisseur.

Nous évoquerons les procédés technologiques clés ayant permis leur mise en œuvre, notamment l'obtention d'entrefers de dimensions relativement fines, typiquement entre  $200\text{ nm}$  et  $700\text{ nm}$  définis par une surépaisseur d'or au cours de l'étape de scellement par la technique de thermocompression or-or. Les résonateurs étant construits par empilement de couches, cela offre des possibilités attractives pour la fabrication collective de structures de différentes formes et différentes tailles dans le plan du substrat et donc sur un même wafer, simplement par masquage photo-lithographique. Nous donnerons également tout au long du chapitre quelques informations sur les variations des procédés observées, afin de mettre en évidence les étapes les plus critiques. Nous évoquerons principalement les points faibles de la technologie.

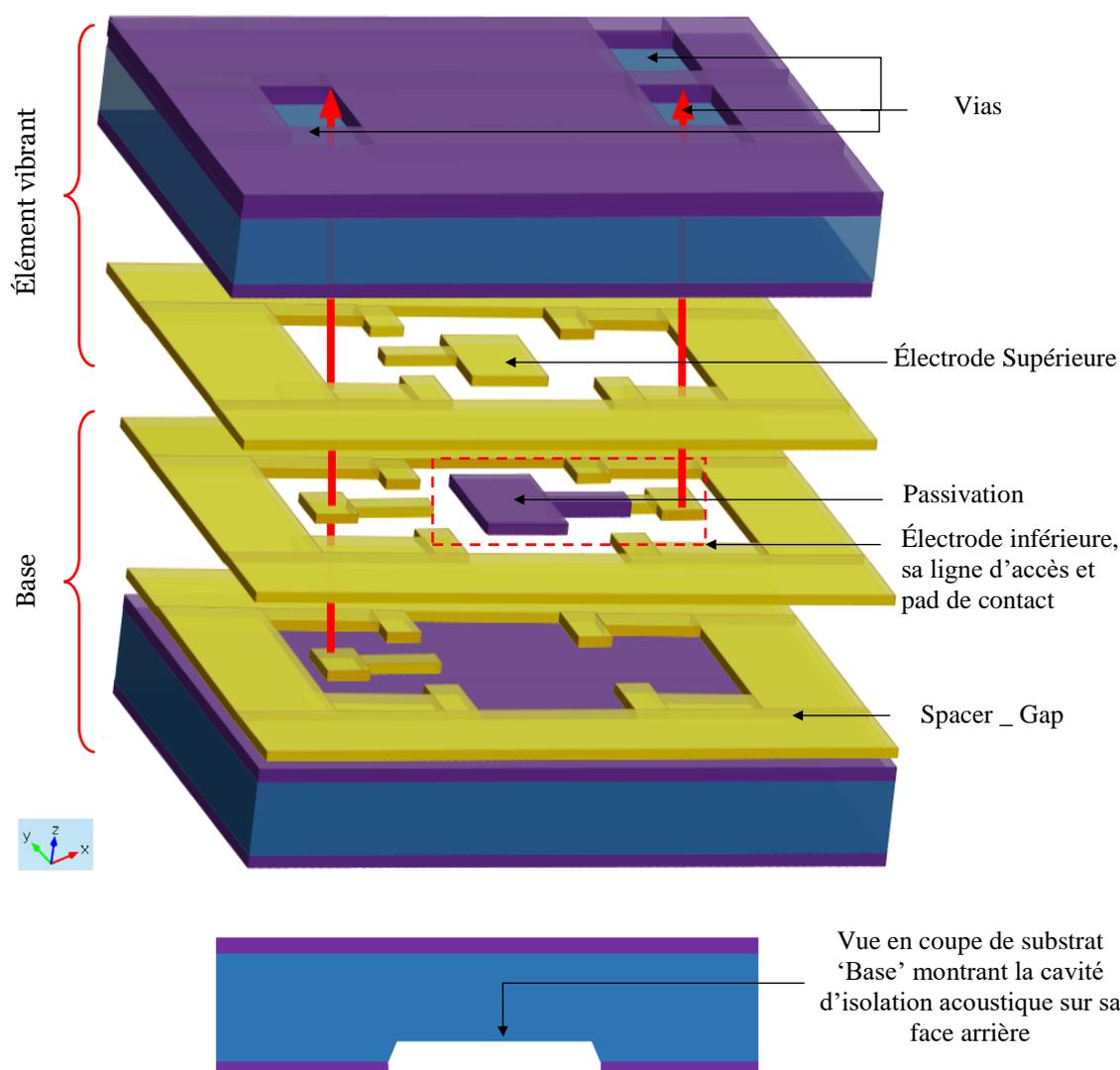
Enfin, nous présenterons les premières caractérisations des résonateurs C-BAR avant de conclure sur les résultats obtenus.

## 5.2 Description générale du procédé technologique de fabrication du C-BAR

Un procédé technologique n'est jamais aussi facile à mettre en œuvre pratiquement qu'à planifier et développer sur le papier. Avant de rentrer dans le vif du chapitre et d'aborder les de façon détaillée les problématiques inhérentes à chaque phase de fabrication, il convient de décrire le flux global de procédés et développements technologiques mis en œuvre pour les réalisations. Comme évoqué dans le paragraphe §4.2.2 du chapitre 4 et dans l'esprit d'une éventuelle co-intégration future des C-BAR, nous avons opté pour une technologie « tout silicium » basée sur la « technique de report de wafers » pour la fabrication des résonateurs. Le principe de la transduction électrostatique est très attractif du point de vue de la co-intégration mais s'avère délicat à mettre en œuvre du point de vue technologique. En effet, l'intégration du résonateur mécanique avec un transducteur électrostatique à gap inférieur au micromètre s'avère relativement délicate et nécessite un savoir-faire technologique avancé.



a. C-BAR opérant sur le fondamental d'extension-compression d'épaisseur.



b. C-BAR opérant sur le partiel 3 du mode d'extension-compression d'épaisseur.

FIG. 5.1 - Bref descriptif des étapes technologiques des deux variantes de C-BAR réalisées lors de cette thèse.

La figure 5.1 présente un éclaté succinct du procédé de réalisation des deux designs de C-BAR, d'une part une configuration à base d'un plan de masse pour un résonateur opérant en fondamental et d'autre part une configuration à deux électrodes en regard pour un résonateur opérant en partiel 3. Nous dénommons 'élément vibrant' le substrat supérieur et 'base' le substrat inférieur. Les détails du flow chart sont donnés en annexe (ANNEXE D-1). La technologie de micro-fabrication des structures de la figure 5.1 est complexe puisqu'elle nécessite 9 masques de lithographie au total.

Les phases de réalisation technologique comportent un assemblage de deux wafers silicium pouvant être classées selon les typologies classiques des micro-technologies :

- Micro-usinage de volume (*Bulk Micromachining*), dans lequel l'élément vibrant est gravé localement pour définir les vias permettant d'accéder aux pads de contact des électrodes d'excitation. Afin de découpler acoustiquement l'élément vibrant et la base, celle-ci subit sur sa face arrière une gravure profonde de quelques dizaines de microns. Cette gravure permet de définir une membrane d'épaisseur différente de celle de la structure vibrante afin

d'éviter toute coïncidence des résonances d'épaisseur des deux wafers. Pour ces étapes deux techniques sont envisageables :

- Gravure sèche, gravure ionique réactive profonde \_ DRIE
- Gravure humide, gravure alcaline \_ KOH

Ces deux techniques sont disponibles et bien maîtrisées à la centrale technologique MIMENTO.

— Micro-usinage de surface (*Surface Micromachining*), dans lequel nous définissons

- La structure de piégeage peut être réalisée selon deux variantes :
  - Par croissance sur l'ensemble du wafer suivie d'une structuration d'une couche d'oxyde de silicium. Cette dernière assure une isolation électrique entre le matériau de la structure vibrante et l'empilement métallique nécessaire pour la définition des électrodes d'excitation. Une couche rendue nécessaire étant donné que la réalisation de la présente étude soit purement résistive, c'est-à-dire que nous n'utiliserons pas la conduction du matériau de la structure vibrante pour générer la vibration.  
Notons aussi que la présence de l'oxyde de silicium écarte le risque de conduction parasite pouvant survenir au niveau des flancs des vias lors de la reprise de contact par « wire-bonding ».
  - Par structuration d'un matériau de densité supérieure à celle du silicium dans la zone centrale du résonateur, là où l'on souhaite confiner l'énergie vibratoire. Dans ce cas, l'oxydation des wafers doit se faire juste après la réalisation des vias.
- La couche d'espacement utilise pour définir l'épaisseur du gap électrostatique par un dépôt métallique.
- Les électrodes d'excitation ; À ce niveau, deux configurations ont été employées ;
  - Un composant fonctionnant en partiel 3 comprenant deux électrodes d'actionnement en regard, nécessairement reliées à des plots de contact par des lignes d'accès.
  - Un composant fonctionnant en fondamental comprenant un plan de masse déposé sur la totalité de la surface de travail, mis en regard avec une électrode d'actionnement reliée sur la base.
- Une couche de passivation déposée sur l'électrode de la base afin de repousser les limites du claquage électrique du gap.

— Assemblage des 2 wafers : comme nous n'avons pas d'équivalent du soudage anodique pour assembler deux wafers en silicium, nous avons décidé de faire appel à la technique d'assemblage par thermocompression or-or, ce qui a imposé une refonte complète du déroulement technologique ([ANNEXE D-1](#)) par rapport aux travaux de M. Ivan.

## 5.3 Réalisation des masques photo-lithographiques

Les neuf masques nécessaires à la fabrication sont conçus par l'intermédiaire du logiciel Layout Editor en se basant sur les résultats des modélisations des chapitres précédents.

### 5.3.1 Conception des masques sous Layout Editor « LE »

Étant donné la taille des plaquettes, on duplique chaque puce C-BAR autant de fois que nécessaire pour remplir toute la plaquette, sachant que chaque puce comporte elle-même des cellules récurrentes dans le design (composants, croix d'alignement, traits de découpe). Ainsi, au cours de cette thèse, 33 variantes ont été considérées dont deux variantes de membrane ( $7000 \times 7000 \mu\text{m}^2$  et  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ ) ce qui fait deux tailles de puce différentes, à savoir,  $11200 \times 8000 \mu\text{m}^2$  pour les plus grandes membranes et  $9200 \times 6000 \mu\text{m}^2$  pour les plus petites membranes, ce qui nous a permis produire à hauteur de 80 puces sur une plaquette faisant 4 pouces<sub>1</sub> avec une réserve de 4 mm au bord de la plaquette. Une réalisation ultérieure nous a permis de mettre en évidence certaines précautions à prendre lors de la génération des masques lithographiques :

#### Isolation électrique des puces

Puisque de nombreuses puces sont élaborées simultanément dans le wafer, il faut prévoir un moyen de les isoler électriquement entre elles de manière à ce qu'aucun court-circuit au sein d'une puce défectueuse (court-circuitée) n'interdise toute caractérisation électrique sous-pointes dans l'ensemble du wafer. À cette fin, nous avons prévu une zone de détournement de  $50 \mu\text{m}$  sans matériau conducteur autour de chaque puce (Fig. 5.2). Les détournements de deux puces adjacentes constitueront les traits de découpe prévus pour séparer les puces à la fin de la fabrication.

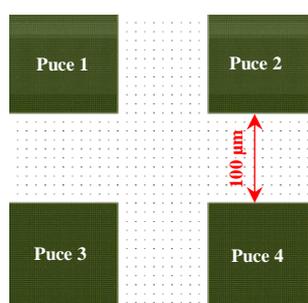


FIG. 5.2 - Isolation électrique des puces.

#### Des bandes de réserve de deux millimètres

Le procédé comportant des étapes de gravure profonde traversante, il est cependant recommandé de trouver un moyen pour éviter la casse au coup de soufflette et pouvoir manier ainsi avec facilité le wafer lors des prochaines étapes technologiques. Des bandes exemptes de puces remplissent ce rôle en augmentant la rigidité du wafer au fil des usinages. Ces bandes vont faciliter aussi la découpe finale des plaquettes.

---

<sup>1</sup> 1 pouce = 2,54 cm.

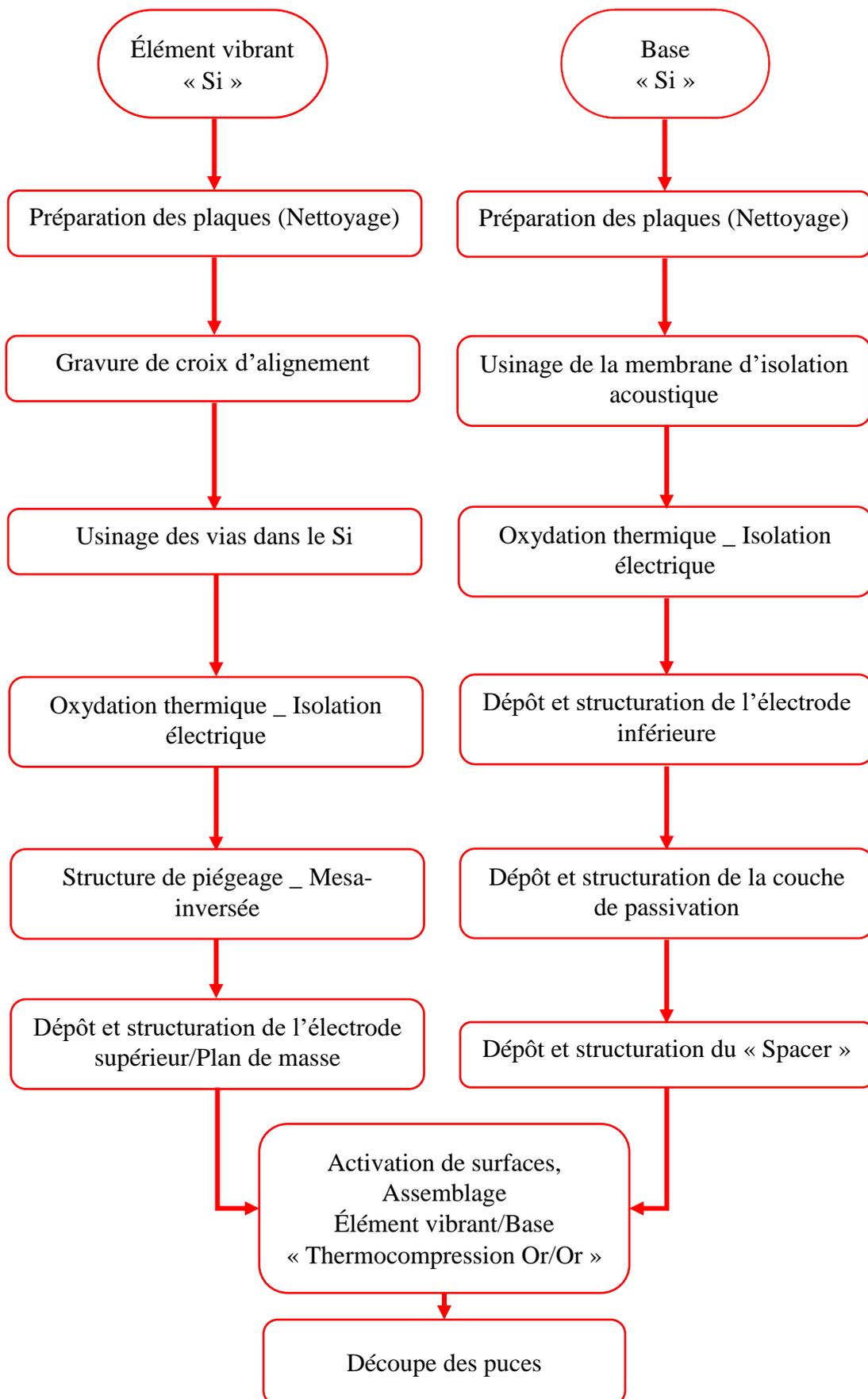


FIG. 5.3 - Schéma synoptique du procédé de réalisation du C-BAR tout silicium

### 5.3.2 Fabrication des masques

Une fois terminée la conception des 9 niveaux de masques, nous procédons à la fabrication de ces derniers. En général, un masque lithographique est constitué d'une couche de chrome déposée sur une plaque de verre ou de quartz. Les motifs géométriques du chrome définissent les différentes structures à reproduire sur le wafer. Une fois les masques réalisés, les étapes de fabrication se déroulent en respectant le schéma synoptique donné en figure 5.3.

La figure 5.4 montre le résultat obtenu en superposant les 9 différents masques.

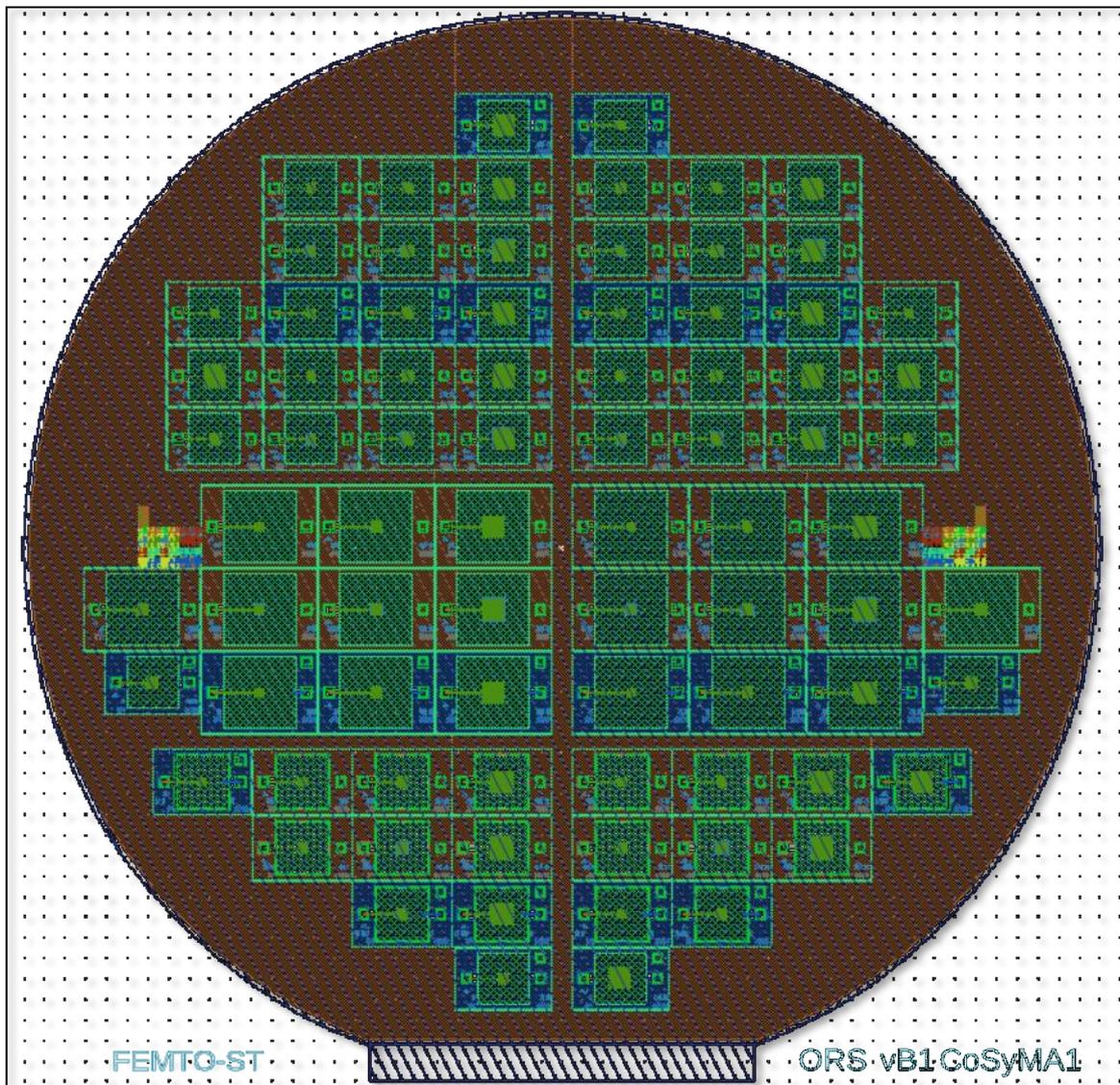


FIG. 5.4 - Masque GDS de tous les niveaux des étapes technologiques à réaliser.

## 5.4 Élément vibrant

Le succès des étapes de fabrication de l'élément vibrant est primordial pour la réalisation du résonateur proprement dit. Dans cette section, nous allons détailler les différentes phases du développement technologique de cet élément vibrant tout en émettant quelques remarques sur les procédés de fabrication technologique, ainsi que sur les difficultés rencontrées lors de chaque étape de réalisation. Auparavant, il est opportun de donner quelques précisions sur la nécessaire préparation des plaquettes de silicium pour notre projet.

### 5.4.1 Préparation des plaquettes de silicium

Les caractéristiques des plaquettes de silicium de 4 pouces utilisées sont données dans le Tableau 5.1. L'incertitude sur l'épaisseur des plaquettes est de  $\pm 25 \mu m$  pour une épaisseur de plaque totale de  $470 \mu m$ . Les plaquettes possèdent une uniformité planaire où TTV pour « *Total Thickness Variation* » de  $3 \mu m$ . Les plaquettes ont un poli double faces, une pour la réalisation de la structure de piégeage de l'énergie vibratoire au sein du résonateur<sup>2</sup> et l'autre pour réduire au maximum l'influence de la surface de départ sur la rugosité finale de la face supportant l'électrode supérieure au sein du gap électrostatique pouvant impacter considérablement l'épaisseur de l'entrefer final.

Marque :  Process : cz-Float zone Orientation : (100)	Type : p Dopant : Bore Résistivité : 10 k à 20 k $\Omega.cm$	Épaisseur : $470 \pm 25 \mu m$ TTV : $\leq 3 \mu m$ Diamètre : 4 pouces Polissage : double face
---	---	--

Tableau 5.1 - Caractéristiques des plaquettes de silicium Floatzone de marque RODITI.

### Mesure de l'épaisseur des substrats silicium



FIG. 5.5 - Mesure de l'épaisseur d'une plaque en silicium avec un comparateur mécanique.

<sup>2</sup>La rugosité diminue le facteur de qualité en détruisant la cohérence des ondes élastiques en accumulant des réflexions et de diffractions locales de ces ondes sur la surface.

Nous disposons dans la centrale technologique MIMENTO d'un comparateur mécanique [Mitutoyo, ABSOLUTE], constitué d'une pointe métallique verticale qui repose sur un support horizontal. Un système de levier permet de monter la pointe de placer la plaquette à mesurer en dessous et de faire descendre la pointe sur la surface du wafer. La hauteur de la pointe (donc l'épaisseur du wafer) est mesurée et affichée en  $\mu\text{m}$  par l'appareil. Cette méthode de mesure est relativement fiable, avec une résolution de  $(2 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m})$ . Néanmoins, la précision des mesures est affectée par les défauts de planéité et la courbure de la plaque à mesurer (TTV selon le constructeur est inférieur à  $3 \mu\text{m}$ ) mais aussi par la planéité du support du comparateur. Les épaisseurs de plaques à notre disposition varient entre  $466 \mu\text{m}$  et  $470 \mu\text{m}$  (Fig. 5.5), ce qui peut introduire une variation de fréquence de 0,85 %.

## 5.4.2 Motifs d'alignement

La gravure profonde se faisant en premier, les étapes ultérieures peuvent en théorie utiliser les motifs fournis par cette gravure à fin d'alignement, mais comme cette gravure est débouchante, on préfère réaliser un masque de croix d'alignement séparé et on évite ainsi l'endommagement ou même la disparition des motifs d'alignement au moment où la gravure profonde débouche. L'étape consiste à graver selon les motifs des croix d'alignement une couche mince de silicium. Les motifs des croix d'alignement à graver se trouvent initialement sur le masque 1 (ANNEXE D-1). La Fig. 5.6, montre les croix d'alignement de tous les niveaux de masques employés ici :

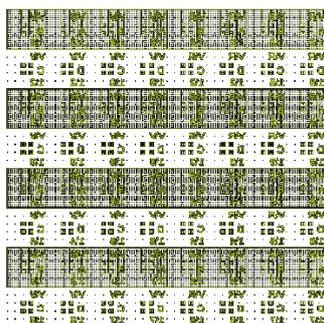


FIG. 5.6 - Croix d'alignement face avant et face arrière de tous les niveaux de masques utilisés.

## Masque photolithographique

Le masque prévu pour cette étape est conçu pour une photolithographie directe ; en d'autres termes, l'opération est basée sur une résine photosensible positive étalée par centrifugation sur la face supérieure du wafer à graver. Le wafer est maintenu par aspiration sous vide sur un support tournant ; la résine est déposée au centre par l'intermédiaire d'une pipette ; la force centrifuge étale la résine en un film ayant une épaisseur de l'ordre du micron suivant la fluidité de la résine et de la vitesse de rotation du plateau tournant. L'utilisation d'une lumière UV pour insoler la résine ayant une énergie spécifique à chaque résine permet de transférer les motifs du masque physique dans le film en résine et ce en modifiant la solubilité de la partie exposée de la résine. Avant d'effectuer l'exposition, l'alignement du masque par rapport au méplat du wafer à graver est réalisé grâce à un aligneur « EVG » qui permet de mouvoir la plaquette par rapport au masque grâce à des molettes autorisant 3 degrés de liberté : 2 translations  $x, y$  plus rotation du masque par rapport à la plaquette.

Afin de palier le phénomène de diffraction par les motifs de petites dimensions, notamment quand il s'agit de motifs d'alignement, lorsque l'alignement est jugé correct, nous mettons en

contact sous vide le masque et la plaquette, ce qui optimise le transfert de l'image lors de l'insolation de la résine. L'utilisation d'une lumière UV pour insoler celle-ci limite la résolution des motifs transférables à environ  $1\ \mu\text{m}$ , l'aligneur autorisant une précision d'alignement de  $\pm 0.5\ \mu\text{m}$  en simple face.

Afin de reproduire les motifs du masque mère sur la résine, la plaquette est immergée dans une solution de développement (concentration et temps d'exposition spécifiques à la résine employée ici) permettant de développer les zones insolées puisqu'il s'agit ici d'une résine positive. La plaquette est ensuite rincée et séchée.

Le profilomètre mécanique indique une épaisseur de résine après développement d'environ  $1,3\ \mu\text{m}$  (Fig. 5.7).

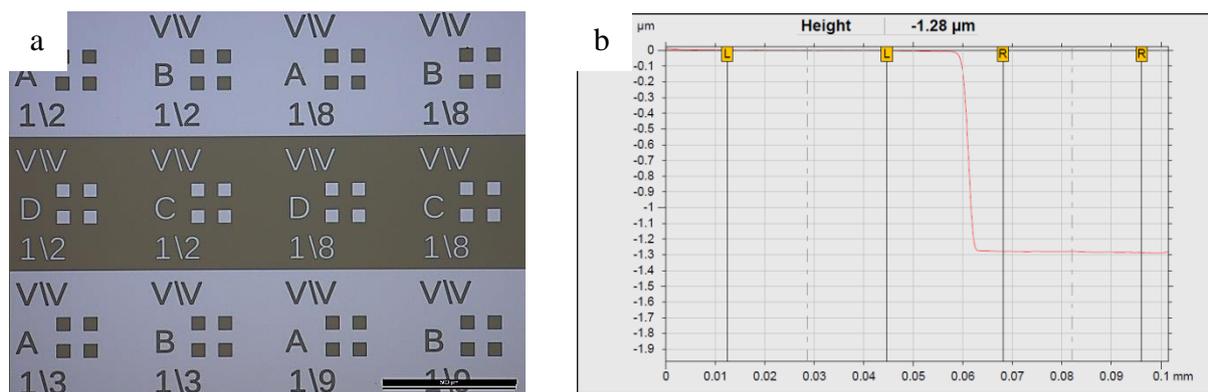


FIG. 5.7 - Étape de photolithographie pour la réalisation des motifs d'alignement. a) Contrôle des motifs développés au microscope optique, b) Profil d'épaisseur de la résine après développement.

## Gravure

Succédant immédiatement à la lithographie, la gravure est parfois assimilée à cette opération sous le nom de *lithogravure*. Il s'agit ici de définir des motifs d'alignement, qui consistent en des avant-trous de diamètre  $10\ \mu\text{m}$  sur  $5\ \mu\text{m}$  de profondeur sur la face supérieure de l'élément vibrant. Dans cette configuration, où les dimensions latérales des motifs sont du même ordre de grandeur que la profondeur des cavités à graver, il est indispensable de choisir le type de gravure suivant les dimensions des motifs à reproduire. En effet, avec une gravure chimique isotrope par voie humide, le résultat de la gravure est inexploitable (Fig. 5.8) :

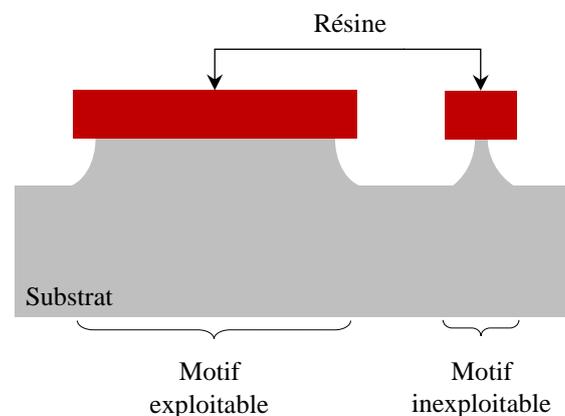


FIG. 5.8 - Schéma représentatif de la gravure de motifs par voie d'attaque chimique en milieu humide.

C'est pourquoi nous avons eu recours à la *gravure sèche* qui combine deux sorte de gravure, à savoir, la gravure plasma et la gravure ionique [Rangelow et al., 1994].

- La technique de gravure par plasma consiste en l'ionisation des atomes de gaz réactif présents dans l'enceinte sous vide avec les électrons de l'électrode RF qui sont arrachés suite à l'application d'un champ électrique. Il se forme alors un plasma froid, où ces espèces chimiquement actives interagissent avec la surface du matériau pour former des composés volatils évacués par le système de pompage. C'est une réaction chimique.
- La technique de gravure ionique consiste en l'utilisation d'un faisceau d'ions dirigé vers la cible à traiter. Si les ions possèdent une énergie importante et sont chimiquement inactifs (ex : l'argon), alors il y a réaction mécanique (usinage ionique). La gravure résultante est verticale (forte anisotropie) mais de mauvaise sélectivité. De plus, les déchets de gravure peuvent retomber sur la cible d'où la nécessité d'une phase de passivation réalisé par  $C_4F_8$  en alternance avec les phases de gravure.

La combinaison de ces deux techniques conduit à la gravure ionique réactive (RIE de l'anglais : Reactive Ion Etching). De cette manière, on combine le mécanisme chimique à l'origine de la sélectivité vis-à-vis du matériau à graver et le mécanisme physique induisant l'anisotropie. Il faut cependant noter que si le principal avantage de la gravure sèche est l'anisotropie de l'attaque contrôlée par la directivité des ions tout en conservant une forte sélectivité contrôlée par le choix judicieux du gaz réactif, certains inconvénients subsistent tels que des densités d'énergies pouvant provoquer des défauts à la surface des plaquettes, ou des températures beaucoup trop élevées. Par ailleurs, la sélectivité n'est jamais parfaite et il y a toujours une consommation plus ou moins importante de la résine de masquage lorsque les profondeurs de gravure sont considérables.

### Nettoyage et résultat de la réalisation

La résine est éliminée dans deux bains d'acétone successifs, suivi d'un rinçage à l'eau d'ionisée, et finalement un bain d'alcool. Nous avons mesuré une profondeur de motifs de  $6 \mu m$  environ.

#### 5.4.3 Définition des vias

Chaque puce doit contenir deux vias de part et d'autre de la structure vibrante pour ménager un accès direct à la couche conductrice interne à l'empilement, incluant un plot de contact relié à l'électrode supérieure et un second plot connecté à l'électrode inférieure. Un troisième via est à prévoir pour la variante en partiel 3, ayant pour but de ramener le potentiel flottant de la surface de collage à la masse évitant ainsi tout risque lié au court-circuit entre deux puces adjacentes. La gravure des vias à travers un masque en oxyde doit permettre de déboucher sur les plots de contact, tout en laissant les flancs de gravure verticaux et peu rugueux. Le paragraphe §5.4.3.1 justifiera notre choix pour le masque en oxyde de silicium. Les vias doivent donc avoir un diamètre suffisamment grand pour permettre d'implanter le fil conducteur reliant le plot de contact au circuit extérieur. Il a été décidé dans le cadre de cette étude de considérer des dimensions de plots de reprise de contact relativement faibles afin d'explorer les possibilités d'une miniaturisation poussée du C-BAR. La dimension des pads étant précédemment fixée à  $100 \mu m$  de côté, nous estimons qu'un via de  $1 mm$  pourrait largement accueillir les fils pour le câblage.

### 5.4.3.1 Aléas de la gravure profonde réactive

Compte tenu du très mince gap électrostatique, nous avons décidé de réaliser la gravure profonde en premier lieu afin d'éviter au maximum les étapes humides après la solidarisation des deux wafers afin d'éviter les forces de capillarité pouvant coller les résonateur, phénomène très courant dans le domaine des MEMS connu sous le nom de « stiction » [Moritz et al., 2002], [Mulhern et al., 1993]. De plus, le bombardement ionique du procédé Bosch employé pour réaliser la gravure profonde peut provoquer dans certains cas<sup>3</sup> un durcissement de la résine de masquage. Il en résulte des résidus de résine sur-polymérisée, difficiles à éliminer avec un simple bain d'acétone. La Fig. 5.9 montre les résidus de résine observés lors d'une réalisation ultérieure. Ces résidus sont susceptibles de détériorer l'état de surface du Si et par conséquent le facteur de qualité du C-BAR. Cependant, il faut des procédés de nettoyage assez agressifs pour éliminer les résidus de résine, tel que le Piranha ou le plasma  $O_2$ , que l'on pourrait pas se permettre d'utiliser après les étapes de métallisation à cause du risque d'interaction avec certains métaux. Pour cette raison, les métaux oxydables sont à bannir des procédés utilisant des acides dilués, que ce soit pour le nettoyage comme pour la gravure. L'action oxydante de l'eau jointe à l'élimination des molécules d'oxyde par l'acide provoqueraient alors la destruction de la couche métallique.

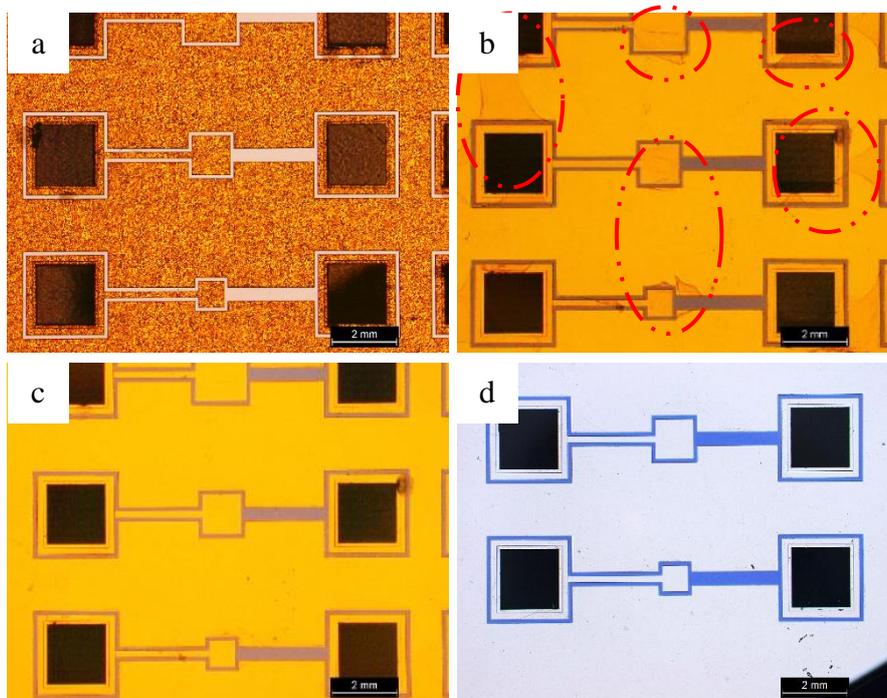


FIG. 5.9 - Durcissement de la résine après plasma DRIE. a) Après etch cr/Au + résine, b) Résidus résine après gravure par plasma, c) Traitement par plasma  $O_2$  [100  $\mu\text{bar}$ , 100 W, 20 sccm, 15 min], d) Traitement par plasma  $O_2$  [100  $\mu\text{bar}$ , 100 W, 20 sccm, 45 min]<sup>4</sup>.

La résine constitue un masque communément utilisé pour la DRIE. Toutefois, dans le cadre de ces travaux et pour les raisons évoquées ci-dessus notamment la détérioration de la qualité de surface étant donnée l'importante épaisseur de silicium à graver, typiquement 470  $\mu\text{m}$ , pour la réalisation des vias traversants, nous privilégions les masques durs. Nous avons opté pour un masque en oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) en raison de la haute sélectivité de l'attaque plasma

<sup>3</sup>Particulièrement quand les temps de gravure sont conséquents.

<sup>4</sup>Le contraste de couleur est simplement dû à l'objectif du microscope (réglage).

estimée à 1 : 180 comparé à un masque en résine dont la sélectivité est de seulement 1 : 75 (nécessitant des films de résine épais). Ce film d'oxyde sera éliminé facilement dans un bain BHF à la fin de l'étape sans détériorer la qualité de surface du substrat. Il s'agit ainsi d'éliminer les risques suivants :

- Destruction du masque en résine, pour permettre une meilleure définition des motifs,
- Durcissement de la résine déposée directement sur la surface du silicium, qui est difficile à retirer correctement dans ce cas,
- Ne pas conserver un bon état de surface du silicium pour la croissance de l'oxyde qui servira pour l'étape de définition de la structure de piégeage. Il peut exister un problème d'uniformité de la croissance d'oxyde car les résidus peuvent former des pseudo-masquage au niveau de la surface du Si et donc empêcher la croissance par endroit.

L'épaisseur de l'oxyde de masquage requise pour faire traverser des vias au travers des plaquettes de silicium de 470  $\mu\text{m}$  de profondeur est de l'ordre de 2.5  $\mu\text{m}$  selon la sélectivité  $\text{Si}:\text{SiO}_2$  (1: 180). Cependant, pour des raisons économiques, nous avons décidé de ne faire croître que 1  $\mu\text{m}$  d'oxyde. Ainsi, afin de simplifier le procédé de fabrication global, nous avons opté pour une photolithographie de structuration de l'oxyde basée sur une résine permettant de réaliser à la fois le masque en oxyde et faisant office de masque supplémentaire pour accompagner la gravure profonde des vias. Le retrait du  $\text{SiO}_2$  permettra d'éliminer les éventuels résidus de résine et d'ainsi éviter les risques cités précédemment.

#### 5.4.3.2 Préparation des wafers à l'oxydation thermique

Avant toute étape d'oxydation et surtout après une gravure plasma, il est recommandé de procéder à un nettoyage poussé. Cette étape de nettoyage est garante de la qualité de la future interface  $\text{Si}/\text{SiO}_2$ . Cependant, le recours au Piranha dans un premier temps permet d'éliminer tous les résidus organiques pouvant rester après le retrait de la résine de manière chimique<sup>6</sup>.

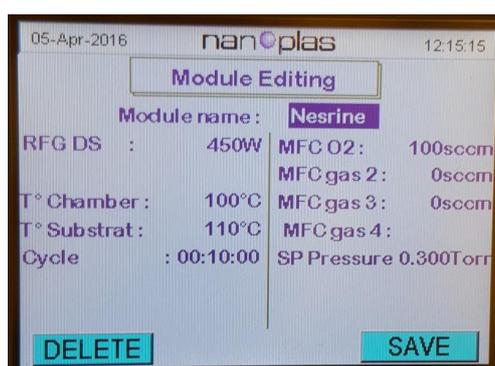
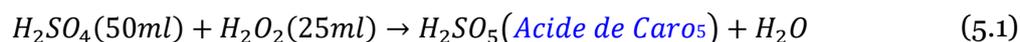


FIG. 5.10 - Paramètres clés d'un procédé de nettoyage au plasma  $\text{O}_2$ .

La solution en question fait intervenir l'acide sulfurique  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et le peroxyde d'hydrogène  $\text{H}_2\text{O}_2$  de quantités respectives de 50 ml et 25 ml pour un nettoyage d'un wafer 4 pouces selon

<sup>5</sup>Acide de Caro ou acide Peroxymonosulfurique acide ou persulfurique est un puissant oxydant et acide fort de formule brute  $\text{H}_2\text{SO}_5$ .

<sup>6</sup>Retrait de la résine  $\equiv$  acétone  $\rightarrow$  acétone  $\rightarrow$  eau  $\rightarrow$  alcool.

l'équation (5.1). À ce niveau, le séchage se fait par le biais d'une soufflette. Cependant, nous estimons que cette façon de faire n'est jamais parfaite et peut laisser des traces au niveau des surfaces du wafer. Pour éviter de manier les wafers avec par exemple les brucelles ou tout autre contact avec les wafers, nous avons jugé utile de faire un nettoyage supplémentaire par plasma oxygène (plasma  $O_2$ ) selon la configuration de la Figure 5.10. Les plaquettes sont alors prêtes pour l'étape d'oxydation.

### 5.4.3.3 Masque photo-lithographique

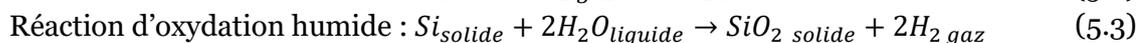
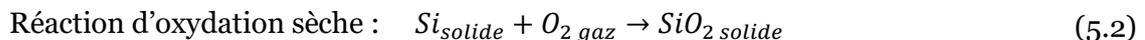
#### Oxydation thermique

L'objectif est de créer à la surface du silicium un oxyde ( $SiO_2$ ) qui sera utilisé comme masque à la gravure profonde. Cela peut s'envisager de deux manières : soit à haute température (700 à 1250 °C) en présence d'un courant gazeux oxydant (oxydation thermique), soit à basse température par dépôt chimique en phase vapeur CVD (oxyde déposé).

Le processus d'oxydation employé ici est thermique. Cependant, nous distinguons deux types d'oxydation selon la nature de l'oxydant ; oxydation thermique humide et oxydation thermique sèche. Cette dernière est souvent employée pour former des couches minces de l'ordre de quelques Ångström donnant des taux de croissance relativement élevés, avec des couches moins poreuses car plus denses et donc une interface  $Si/SiO_2$  de meilleure qualité comparé à l'oxydation thermique humide. En effet, l'oxydation humide permet la réalisation de couches plus poreuses que l'oxyde sec car plus rapide, ce qui se traduit par la formation des oxydes épais. C'est pourquoi, nous avons choisi l'oxydation thermique humide étant donnée l'épaisseur de la couche d'oxyde visée ( $\geq 1 \mu m$ ). Toutefois, afin d'obtenir une interface  $Si/SiO_2$  de bonne qualité, une solution serait de commencer l'opération d'oxydation en oxygène sec<sup>7</sup>. De même, ce mode d'oxydation sera suivi d'un oxyde sec de manière à densifier l'oxyde total.

— Principe de l'oxydation humide :

Il s'agit de former une couche de silice  $SiO_2$  à la surface de la plaquette de silicium par oxydation dans un four à haute température parcouru par un courant gazeux oxydant. L'oxydation thermique humide est caractérisée par un courant d'oxygène chargé en vapeur d'eau contrairement à l'oxydation sec plutôt réalisée en présence d'un courant gazeux d'oxygène sec. Les réactions d'oxydation thermique en œuvre sont les suivantes :



En présence d'oxygène et à haute température, le silicium s'oxyde, consommant au passage une certaine quantité de silicium. En effet, du fait que la densité des atomes de silicium dans le  $SiO_2$  soit inférieure à celle du silicium cristallin, la conversion du silicium en oxyde de silicium permet une augmentation de l'épaisseur totale du wafer, comme illustré dans la figure 5.11, l'interface  $Si/SiO_2$  se déplaçant progressivement vers l'intérieur de la plaque de silicium. Nous admettons en première approximation et selon l'étude [Senturia, 2007] que :

$$t_{Si} = 0.46 t_{ox} \quad (5.4)$$

<sup>7</sup>Afin d'obtenir rapidement les premiers démonstrateurs, nous avons revu en baisse cette démarche et nous n'avons réaliser directement l'oxydation humide épaisse sans optimisation.

où  $t_{Si}$  est l'épaisseur du Si consommée et  $t_{ox}$  est l'épaisseur d'oxyde formé

Seulement 54 % de l'épaisseur d'oxyde finale apparaît comme une augmentation nette de l'épaisseur du wafer. Les 46 % restants apparaissent comme une conversion du silicium en oxyde au sein du wafer original. Autrement dit, pour une couche de 100 nm d'oxyde, 46 nm de silicium sont consommés.

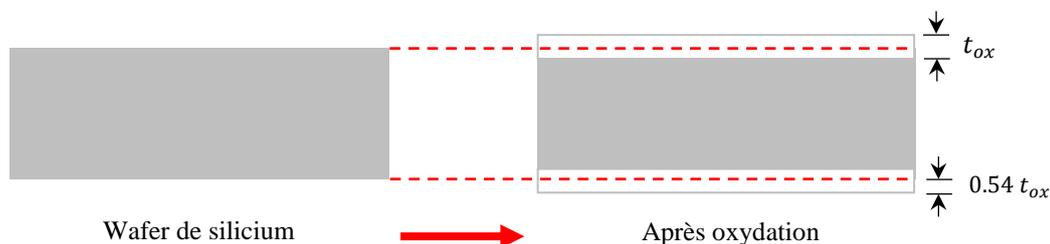


FIG. 5.11 - Principe de l'oxydation thermique sèche [Senturia, 2007]

— Caractérisation de la croissance d'oxyde :

Bien que la cinétique d'oxydation soit connue, les épaisseurs de couches de masquage doivent être contrôlées. L'épaisseur d'oxyde initiale peut facilement être déterminée avant gravure des vias par ellipsométrie ou réflectomètre optique. Le procédé standard de croissance d'oxyde humide entrepris dans la centrale technologique MIMENTO, permet de faire croître jusqu'à 1  $\mu\text{m}$  d'oxyde de silicium. Une épaisseur plus importante nécessiterait un temps de croissance conséquent. Notons que cette étape d'oxydation nous sert d'étalonnage du temps de croissance et de gravure pour l'étape de réalisation de la structure mesa-inversée en oxyde de silicium pour le piégeage.

Le réflectomètre indique une épaisseur d'oxyde moyenne de 993 nm (Fig. 5.12), ce qui nous permet déjà de valider la configuration entreprise pour l'achèvement de cette croissance.

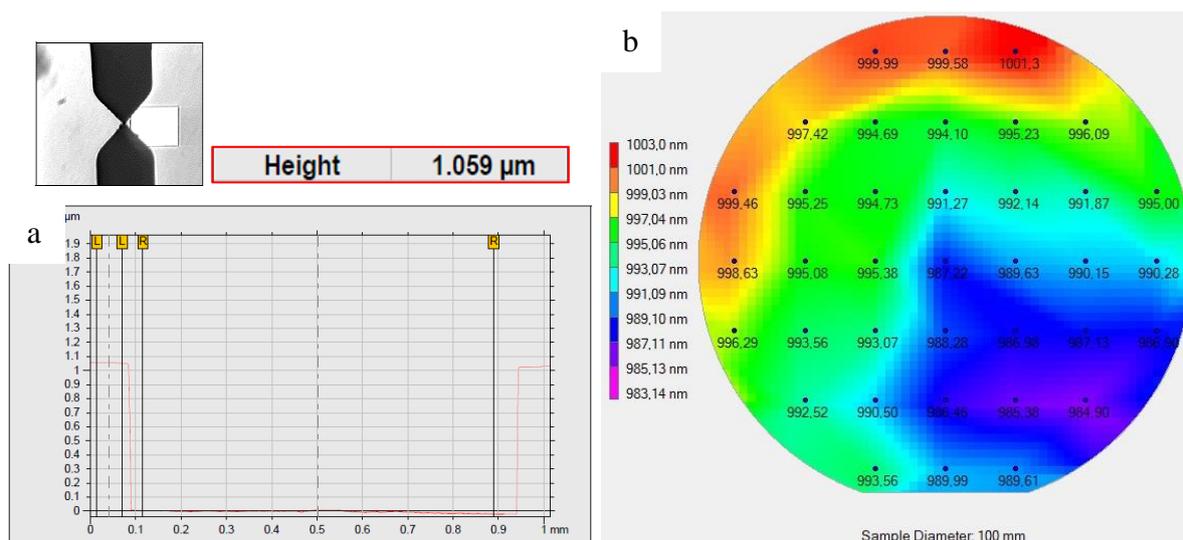


FIG. 5.12 - Mesure de l'épaisseur d'oxyde de silicium crû thermiquement par

a) Profilométrie, et par b) Réflectométrie.

## Photolithographie

Il faut ouvrir l'oxyde de masquage par endroit pour pouvoir atteindre le silicium pour la réalisation des vias en gravure profonde. Étant donné la polarité positive du masque photolithographique prévu pour cette étape, et compte tenu de la faible sélectivité de gravure de la résine par rapport à la gravure du Si, nous avons utilisé une résine positive épaisse type AZ9260. Dans le cas d'un procédé photolithographique visant des épaisseurs de résines relativement épaisses tel que c'est le cas de la résine photosensible AZ9260 employée ici, l'énergie d'insolation constitue le paramètre clé qui conditionne l'état du profil de la résine après développement. Nous avons donc procédé à un test de dose d'énergie d'insolation, afin d'optimiser la recette standard existante dans la centrale technologique permettant l'obtention de couches de résine de  $6.5 \mu\text{m}$  d'épaisseur typiquement ce qui pouvait être suffisant pour faire traverser des vias de  $470 \mu\text{m}$  de profondeur. Néanmoins, nous avons réduit la vitesse de rotation de la tournette d'enduction de résine pour espérer avoir une résine plus épaisse étant donné que lors de la gravure de l'oxyde thermique par voie sèche, nous risquons d'éliminer un peu de résine vu que la sélectivité entre les deux couches est quasi nulle. Nous visons donc une couche de résine de  $7 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

L'un des principaux inconvénients liés à l'enduction de résines épaisses et particulièrement de la AZ9260 réside dans la formation de bourrelets à la périphérie des wafers provoquant une mauvaise retranscription des motifs du masque vers la résine pendant l'insolation. Pour y remédier, une solution est de prévoir une enduction de résine par spray. Cependant, cette technique engendre des ondulations dans le plan du wafer qui se reproduiraient sans doute sur l'oxyde de masquage. Cette solution est donc écartée.

Une alternative à celle-ci consiste à réaliser un « détournage » permettant d'éliminer les effets de bord par retrait de la résine sur un anneau à la périphérie du wafer assurant ainsi une surface plane pendant l'insolation. Ce processus a été assuré par la machine du spray coater (mais pouvait toutefois se faire par le biais d'une seringue de façon manuelle). Il s'agit de pulvériser l'acétone à la périphérie du wafer à l'aide d'une pression d'azote dont la valeur est bien contrôlée afin que le débit d'acétone éjecté de la sonde en acier ne soit pas trop fort au risque de gicler et de ne plus respecter l'anneau qu'on souhaite retirer. Le substrat est maintenu sur un support tournant et élevé à une température de  $23 \text{ }^\circ\text{C}$  avec peu d'enlèvement, ici  $4.5 \text{ mm}$  du bord (Fig. 5.13). C'est la solution que nous avons retenue.

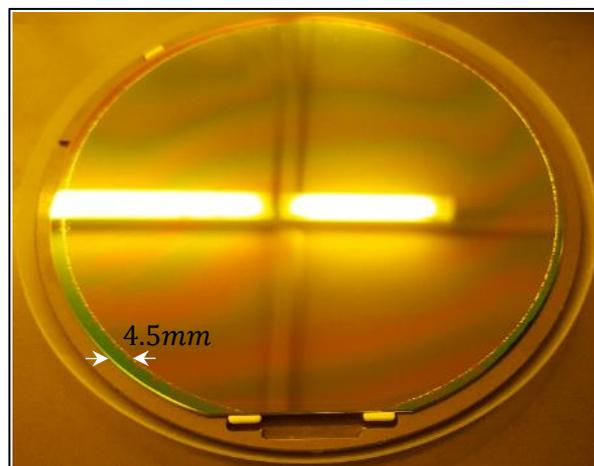


FIG. 5.13 - Technique de détournage de résine épaisse par « spray coating ».

— Test de dose :

L'enduction de résine étant faite, il faut maintenant procéder à un test de dose d'énergie d'insolation, et ce, de manière sélective sur un même wafer en se basant sur la technique d'insolation par partie dite « Pac Man » dans le jargon. Au total, quatre énergies ont été testées, à savoir, 450, 500, 550 et 600  $mj/cm^2$  correspondantes à un écart sur le temps d'exposition de 4 s entre chaque insolation.

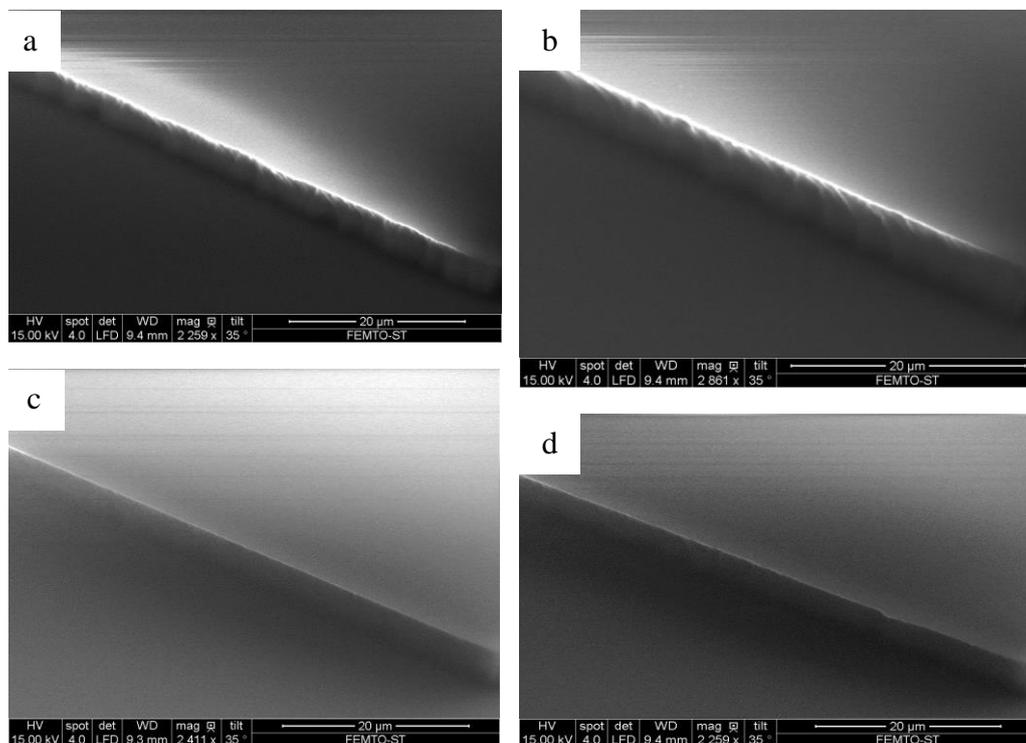


FIG. 5.14 - Photographies MEB issues du test de dose de l'énergie d'insolation de la résine épaisse AZ9260. a)  $E_{UV} = 450 \text{ mj/cm}^2$ , b)  $E_{UV} = 500 \text{ mj/cm}^2$ , c)  $E_{UV} = 550 \text{ mj/cm}^2$ , d)  $E_{UV} = 600 \text{ mj/cm}^2$ .

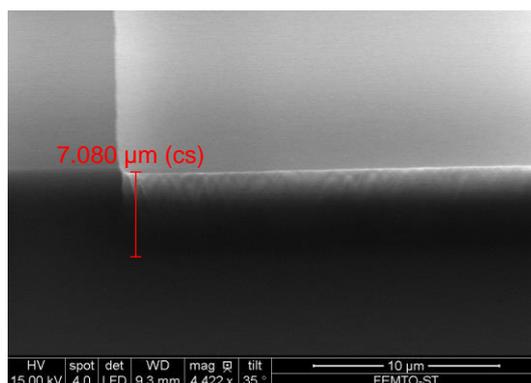


FIG. 5.15 – Photographie MEB de l'épaisseur de la résine.

La figure 5.14 présente les résultats issus du test de dose de l'énergie d'insolation. Pour un même temps de développement, nous avons obtenu un meilleur compromis entre l'énergie d'insolation et profil de résine pour  $E_{UV} = 550 \text{ mj/cm}^2$  tel que le montre la figure 5.15. Le profilomètre indique bien une épaisseur de résine de 7  $\mu m$  environ.

— Particularité dans le masque GDS :

Pour des raisons technologiques liées principalement à la cinétique de gravure du procédé Bosch au sein d'un même wafer comportant des motifs de différentes tailles, les vias ne sont pas réalisés par procédé direct : par exemple, l'usinage des trous de grande taille risquent de déboucher avant celui des petites surfaces [Gottscho et al., 1992] si bien qu'une exposition trop longue se traduira par des sous-gravures au niveau des motifs traversés en premier. Comme on prévoit la réalisation collective des vias et des tranchées ayant des dimensions caractéristiques très différentes, il est impératif d'adapter le masque photo-lithographique aux paramètres du procédé DRIE. Nous avons donc choisi de réaliser les vias par technique de détournage [Wang et al., 2015] sur une largeur identique à la largeur de la poutre de maintien de la membrane vibrante : nous aurons donc la même largeur à graver partout. La figure 5.16 montre le masque GDS prévu pour la réalisation des vias et des tranchées.

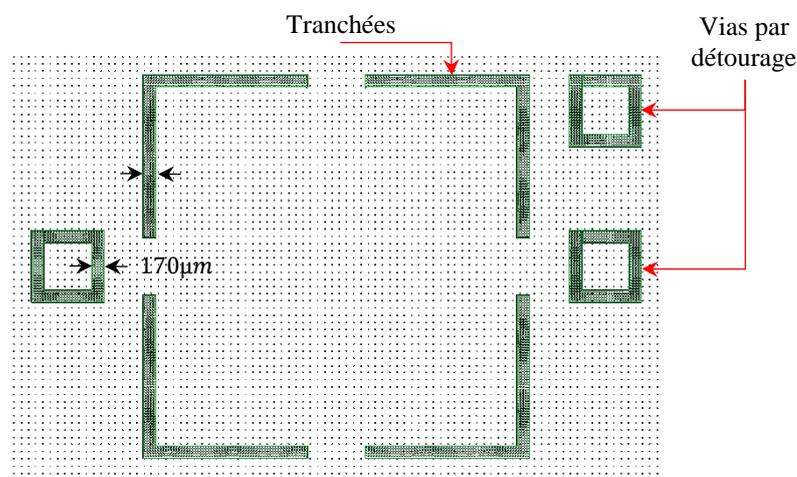


FIG. 5.16 - Photographie du masque GDS des tranchées et via destinés à être réalisés par technique de détournage.

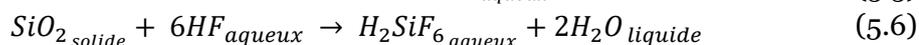
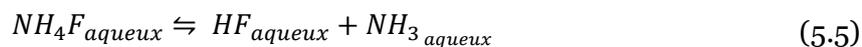
### Ouverture de l'oxyde de masquage

Une fois les motifs à désoxyder définis par l'étape de photolithographie, vient l'étape de gravure de l'oxyde de masquage. Cette gravure est très importante. Elle permet d'ouvrir le masque en oxyde qui va servir à la définition des vias et des tranchées. Il s'agit donc de ne pas détériorer la qualité de la photolithographie lors de cette gravure, ce qui impliquerait une détérioration de la gravure profonde à venir. Ainsi, en guise de comparaison des profils d'oxyde après gravure, cette dernière a été réalisée avec deux techniques distinctes ; par voie d'attaque chimique en milieu humide et par voie sèche à l'aide d'un plasma.

— Gravure par voie chimique :

Les oxydes sont généralement gravés par des bases ou des acides. La solution d'acide fluorhydrique tamponné (BHF, Buffered Hydrofluoric Acid) est la plus usitée, l'acide fluorhydrique étant le seul capable de réagir avec la couche de dioxyde de silicium. En effet, après l'hydratation des surfaces avec l'eau d'ionisée, les échantillons sont plongés dans un bain BHF ou généralement connu sous l'acronyme (BOE, Buffered oxide etch), pendant [18 mn].

La gravure des motifs du masque d'oxyde sur les deux faces du wafers est régie par les réactions chimiques entre l'oxyde et la solution d'acide fluorhydrique HF (48 %) et de fluorure d'ammonium  $NH_4F$  (40 %) dilués dans de l'eau :



Le taux de gravure d'une telle solution est particulièrement élevée, ce qui rend la gravure rapide, et permet ainsi d'éviter de détruire le masque en résine. Toutefois, un inconvénient majeur lié à cette solution subsiste : cette gravure est fortement isotrope, c'est-à-dire que l'acide va attaquer le substrat dans toutes les directions, donnant un profil de gravure presque semi-sphérique. Étant donné que les dimensions des motifs sont identiques, le temps de gravure doit lui aussi être identique pour graver l'oxyde dans les zones dépourvues de résine, aucune précaution n'est alors à prendre en termes de timing si un étalonnage de temps de gravure a été fait. De plus, si elle existe, la sous-gravure risque d'être identique sur tous les motifs gravés. En effet, nous mesurons une sous-gravure quasiment identique sur toutes les ouvertures et qui vaut environ  $1 \mu m$  (Fig. 5.17). Nous constatons également que la sous-gravure n'est pas continue/propre et présente des ondulations dans le plan sur toute la périphérie des motifs gravés. Nous pouvons d'ores et déjà imaginer que la gravure du silicium ne va pas être régulière latéralement et que ce profil risque d'être transféré sur toute la profondeur du via de silicium à graver.

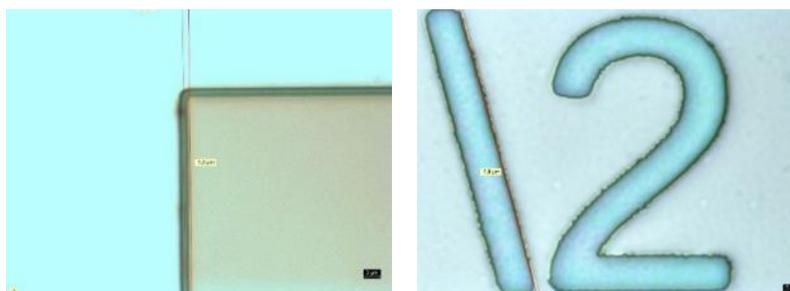


FIG. 5.17 - Image microscopique des sous-gravures au niveau des motifs et des croix d'alignement issues de la gravure de l'oxyde de silicium par voie humide.

Afin de protéger l'oxyde de silicium sur la face arrière de la plaquette, une enduction d'une fine couche de résine a été nécessaire. Notons également que dans le cas d'une attaque chimique en milieu humide, il est recommandé de procéder à un recuit thermique de 1 min 30 à  $120^\circ C$  juste après l'étape de photolithographie pour favoriser l'adhérence entre la résine photosensible et le matériau à graver, faisant ainsi de cette résine un bon masque pour la gravure.

— Gravure par voie sèche :

Nous disposons à la centrale technologique MIMENTO d'un équipement de gravure plasma dédié à la gravure du  $SiO_2$ . La gravure a été réalisée à l'aide d'une chimie  $C_4F_8 / O_2$ , permettant de graver sélectivement le  $SiO_2$  tout en laissant des parois de gravure très droites. Cela permet ainsi de conserver les cotes initiales définies par la photolithographie. Nous avons sur-graver légèrement afin d'assurer le bon retrait du  $SiO_2$ .

Quatre points remarquables sont à souligner au niveau de l'étape d'ouverture de l'oxyde de masquage :

- ✚ état de surface de la résine après gravure,
- ✚ qualité des flancs,
- ✚ présence de sous-gravures,
- ✚ sélectivité de l'attaque par rapport à d'autres matériaux présents dans l'empilement.

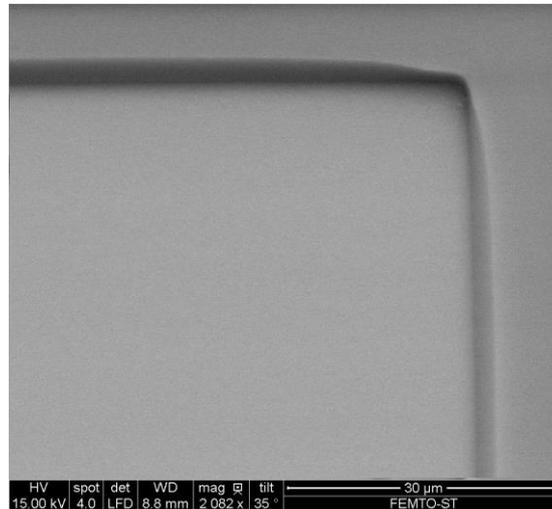


FIG. 5.18 - Photographie MEB du profil des motifs de gravure d'oxyde de silicium par voie sèche.

La figure 5.18 présente une photographie MEB du profil des motifs de gravure du  $SiO_2$  par voie sèche. Nous pouvons constater que les flancs de gravure sont définis très proprement comparant à une gravure chimique par voie humide (Fig. 5.17). Même si elle présente une aussi bonne sélectivité d'attaque tout en conservant un bon état de surface de la résine que la gravure 'sèche', la gravure 'humide' engendre des sous-gravures conséquentes et ce à cause du caractère isotrope de la solution de gravure (BHF). Aussi, c'est la technique de gravure chimique par voie sèche qu'a été entreprise dans le cadre de ces travaux.

Notons qu'à ce niveau du procédé, nous aurions pu envisager une étape de photolithographie double face avec une bonne précision<sup>8</sup> d'alignement puisque le masque prévu à cette étape comportait des croix d'alignement symétriques. Mais par soucis d'allègement du procédé de fabrication global, nous avons opté pour une photolithographie simple face, sans protection de la face arrière où l'oxyde de silicium crû sur celle-ci fera office de couche d'arrêt à la gravure profonde du silicium à venir.

#### 5.4.3.4 Gravure profonde des vias et des tranchées

Il s'agit de faire traverser des plaquettes de silicium faisant  $470 \mu m$  de profondeur en vue de réaliser des vias de reprise de contact ainsi que des tranchées. Cette gravure est critique uniquement au niveau des tranchées car très importante pour les performances du résonateur. En effet, elle conditionne la qualité des flancs des tranchées et par conséquent, le coefficient de qualité de cette variante de résonateurs. Notons que l'état des flancs au niveau des vias nous

<sup>8</sup>La résolution des motifs transférables est à environs  $\pm 1 \mu m$  pour un alignement double face avec un contact sous vide.

importe que peu dans notre cas puisque leur unique fonction est de permettre la pénétration des fils conducteurs pour ramener le potentiel des électrodes d'actionnement.

La gravure profonde du silicium s'est faite dans le bâti SPTS qui propose un procédé de gravure breveté par Bosch [Walter, 2011], [Mellhaoui, 2006] permettant un usinage quasi-anisotrope avec un facteur de forme important, grâce au générateur de plasma basse fréquence, qui permet d'améliorer la verticalité des flancs en conservant les cotes initialement définies par le masque photo-lithographique.

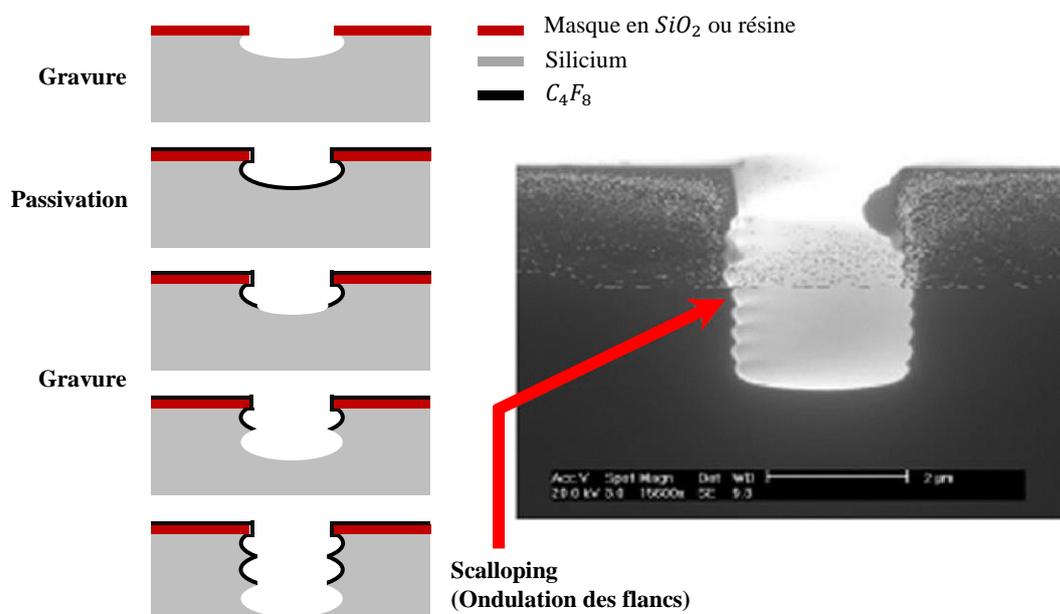


FIG. 5.19 - Schéma de principe du procédé Bosch de gravure profonde du silicium (alternance d'étape de gravure et de passivation).

La large gamme de structures réalisables grâce à la DRIE est aussi une raison de son succès ; ce procédé permet généralement la fabrication de systèmes Micro-électromécaniques (MEMS), [Laermer et al., 2010], de micro-miroirs optique (MOEMS pour Micro OptoElectronical Mechanical Systems), [Yun et al., 2004], des vias à travers le silicium (TSV pour Through Silicon Via), [Belkadi et al., 2014], [Dixit et Miao, 2008]. Toutefois, le procédé Bosch présente quelques inconvénients, le plus significatif étant un phénomène connues sous le nom de « scalloping » ou l'oscillation des flancs (Fig. 5.19-droite).

Les ondulations ne permettent pas une réflexion optimale de l'onde se propageant dans le matériau dans le cas de nos dispositifs comportant les tranchées. Ces ondulations sur les flancs d'une structure d'un fort facteur de forme est consécutive à l'alternance des étapes de gravure et de passivation. En effet, le procédé Bosch est essentiellement décomposé en deux étapes cycliques (Fig. 5.19-gauche) consistant en une alternance d'une étape de gravure isotrope à l'aide d'un plasma  $SiF_6 + O_2$  permettant de graver le silicium sur une centaine de nanomètres, suivie d'un effet de polymérisation, étape de passivation, à l'aide d'un plasma de  $C_4F_8$  qui permet de passiver les flancs gravés lors de l'étape de gravure suivante. En alternant ces deux étapes de passivation dé-passivation des parois, nous parvenons à conserver une verticalité correcte des flancs et permettre par conséquent la fabrication de structures à fort facteur de forme [Behringer et Uttamchandani, 2001].

En ce qui concerne le phénomène du « scalloping », il est théoriquement possible de s'affranchir de ces ondulations, pour cela, différentes solutions existent dans la littérature permettant de lisser les flancs et diminuer le phénomène de « scalloping » :

- Soit en faisant un traitement de rugosité par gravure alcaline de très faibles concentrations et à faible température [Chutani et al., 2014], [Hasegawa et al., 2011].
- Soit optimisation de la recette de gravure, en multipliant les étapes de gravure/passivation et en réduisant le temps de chacune. Cette solution peut prendre un temps considérable dans le cas où on vise des gravures traversantes sur des profondeurs importantes, ici par exemple, 470  $\mu\text{m}$ .
- Soit utiliser un autre matériau en tant que masque. Ceci est possible, bien que les masques habituels en métaux pour ce genre d'opération auraient produit de bien meilleurs flancs, mais les masques en métal restent indésirables car polluent<sup>9</sup> la chambre de la SPTS, il aurait donc fallu réaliser cette gravure dans le bâti de gravure Alcatel qui n'est pas adapté à cette réalisation car beaucoup trop physique. Cette solution est donc écartée.

### **Routine à adopter en cas de gravure traversante en Deep-RIE**

- Nettoyage poussé de la chambre du bâti de gravure ainsi que le porte-substrat : Cette gravure étant fortement anisotrope, il faut veiller à la propreté du substrat et de la chambre du bâti SPTS avant d'entamer la gravure, car une pollution de la chambre due aux nombreuses et diverse opérations qui y sont effectuées peut réduire à néant l'efficacité de la recette. De plus, il est nécessaire de contrôler la pollution générée par le procédé lui-même (dépôt de polymère sur les parois du réacteur).
- Commencer la gravure sans coller le wafer support : Cela permet d'avoir une homogénéité en température optimale du substrat à graver au cours de l'étape d'initiation à la gravure profonde.
- Collage d'un wafer support : Il est important de ne déposer qu'une fine couche d'huile à l'interface des deux wafers et ce de manière très uniforme.
- Thermalisation : Ceci permet d'avoir une température uniforme au sein de l'empilement puisque l'huile est un isolant.

Notons que le bâti SPTS dont nous disposons, est doté d'un porte-substrat à clamping électrostatique. Ce dernier permet de maintenir le substrat à la température désirée. Le contrôle en température est assuré par circulation d'un liquide thermostaté dans le porte-substrat, et les transferts d'énergie entre le porte-substrat et l'échantillon sont assurés par un film d'hélium (*He*) dont la pression est ajustable. Le porte-substrat est polarisé grâce à un générateur RF, délivrant une puissance précise. Le système de maintien électrostatique permet d'éviter tout risque de contamination et de non-reproductibilité associés au maintien mécaniques. Les polymères ne sont donc pas tolérés dans ce type d'enceintes car ils sont nuisibles au bon maintien électrostatique du substrat avec le support électrostatique et induisent des anomalies au niveau de la gravure.

---

<sup>9</sup>La réaction du plasma avec un film polymère est une réaction physico-chimique. Physique car les atomes de Carbone sont pulvérisés et par d'autres mécanismes sont amenés à se déposer sur les parois de la chambre. Chimique car il se produit une réaction chimique entre le Carbone et généralement l' $O_2$  pour former un produit volatil  $CO_2$ . S'agissant d'un métal, la réaction physico-chimique demeure inexistante car pas de produits volatils, c'est pour cette raison que les masques métalliques sont interdits dans le bâti SPTS pour éviter un re-dépôt sur les plaques suivantes.

### 5.4.3.5 Résultat de la réalisation technologique

#### Libération de l'élément vibrant

Une fois les vias débouchés sur leur périphérie, les plots ne sont maintenus que par une fine couche d'oxyde qui ne résiste pas au poids de chacun des plots et finie par se fissurer tel que le montre la photographie MEB (Fig. 5.20). La figure 5.21-a montre l'étalement de l'huile qui a servi à solidariser les deux wafers après la libération des plots dans les vias. Le sandwich est plongé dans un bain d'acétone afin de libérer l'élément vibrant du wafer support. Les plots au niveau des vias sont récupérés dès la séparation des deux wafers comme montré dans la figure 5.21-b.

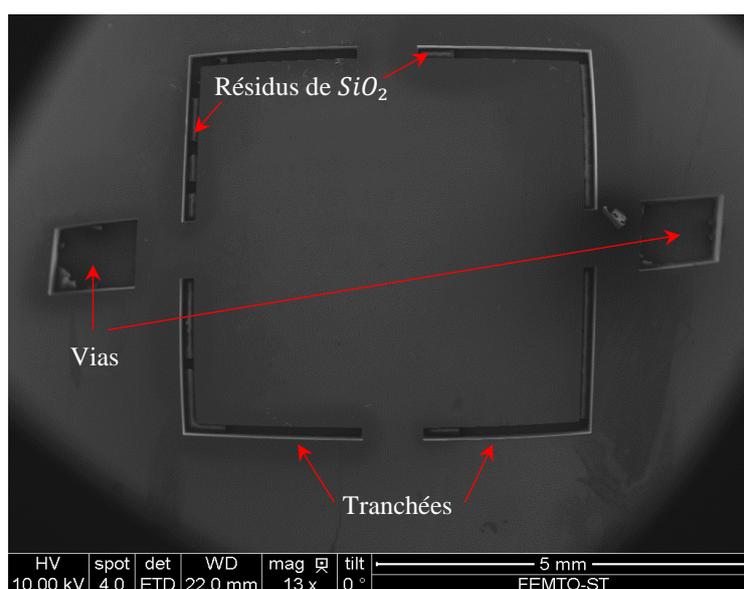


FIG. 5.20 - Photographie MEB après la gravure profonde DRIE des vias et des tranchées. Nous remarquons au fond des tranchées les résidus de l'oxyde d'arrêt.

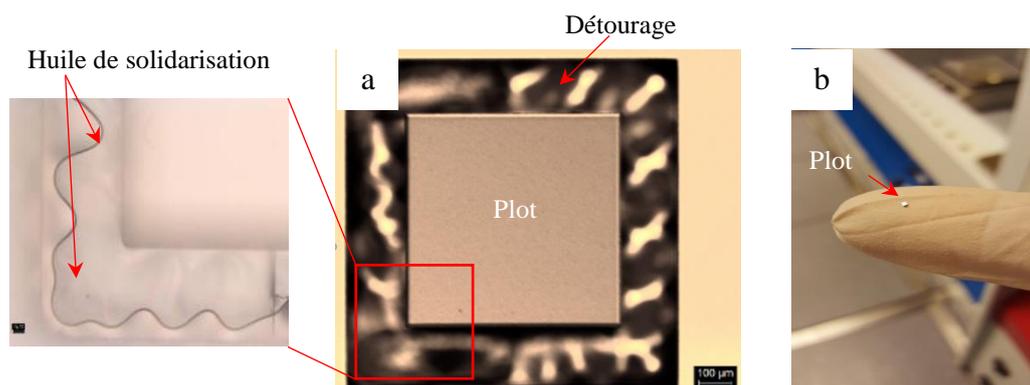


FIG. 5.21 - Libération de l'élément vibrant. a) Étalement de l'huile après la gravure des plots et avant le bain de libération, b) Plot après libération dans le bain d'acétone.

#### État de la résine après DRIE

La figure 5.22 montre l'état de surface des plaquettes après la libération de l'élément vibrant. Nous constatons des résidus de résine qui semblent plus concentrés au niveau des ouvertures. La résine à ce niveau est exposée au plasma sur deux plans ; la face supérieure du

wafer mais aussi les flancs du film en résine. Elle est donc exposée deux fois au plasma à cet endroit. Ce phénomène est lié aux conditions de procédé notamment à la température au niveau de substrat particulièrement au niveau de la face supérieure de celui-ci car sur la face arrière, les conditions de refroidissement sont optimales ( $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  dans le cas du bâti SPTS). Par ailleurs, pour des temps de procédé de gravure faibles (typiquement quelques secondes ou  $< 2\text{ min}$ ), la résine conserve son état initial et aucune réaction avec le plasma n'est constatée au cours du procédé, tandis que pour des procédés relativement lents, le substrat subit un mauvais refroidissement sur sa face supérieure, par conséquent, la résine durcit et il devient difficile de l'éliminer avec un simple bain d'acétone. Le recours à un nettoyage par plasma  $\text{O}_2$  est à ce moment recommandé (Fig. 5.10). La durée de cette opération va essentiellement dépendre de l'évolution du nettoyage de la résine.

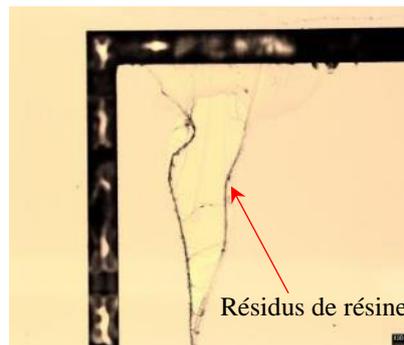


FIG. 5.22 - Image microscopique de résidus de résine dus à l'interaction entre la résine et le plasma du procédé Bosch (image prise après élimination de la résine + piranha).

### Impact de la méthode de gravure de l'oxyde masquage sur les flancs de silicium

Afin de voir l'impact du profil du masque dédié à la gravure profonde sur les flancs du silicium, deux configurations ont été testées à ce niveau de réalisation. Une gravure profonde à partir d'un masque en oxyde gravé de manière chimique par voie humide et un masque en oxyde gravé de manière chimique par voie sèche. Les photographies MEB de la figure 5.23 illustrent l'allure des flancs de gravure du silicium gravé par le procédé Bosch sur une profondeur de  $470\text{ }\mu\text{m}$  :

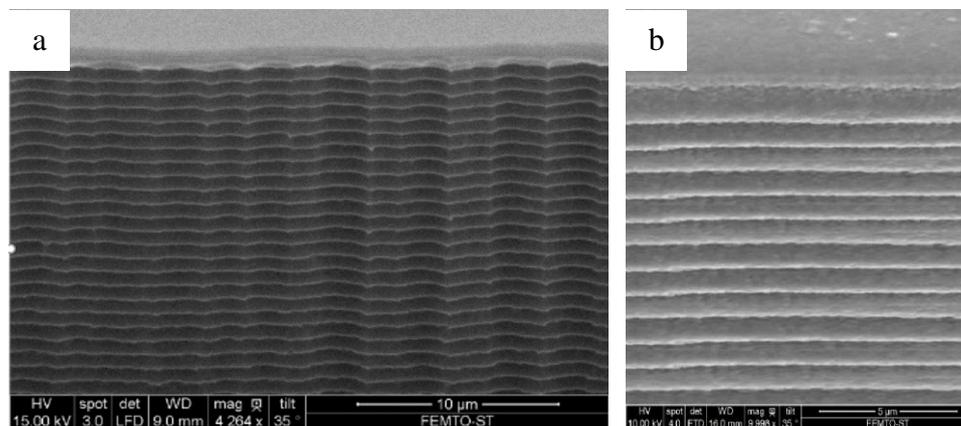


FIG. 5.23 - Photographies MEB des flancs après DRIE mettant en évidence le phénomène de « scalloping ». a) oxyde de masquage gravé par voie humide, b) oxyde de masquage gravé par voie humide.

Nous constatons d'après la figure 5.23-a que les ondulations sont plus ou moins régulières sur la périphérie du plot. La production d'imperfection au niveau du masque en oxyde, gravé par BHF, les défauts engendrés à ce niveau se sont reproduits tout au long de la gravure du silicium. Ainsi, outre le « scalloping » selon  $z$ , essentiellement dû à l'alternance des étapes de gravure et de passivation, il apparaît des ondulations dans le plan selon  $x$ . Il est donc évident de recourir à la méthode de gravure d'oxyde par voie sèche pour la structuration du masque nécessaire à la gravure profonde, ce qui est garant d'une gravure profonde de silicium ne comportant aucune ondulation dans le plan, comme pourrait le témoigner la figure 5.23-b.

Notons que les résultats de la figure 5.23 sont obtenus suite à l'utilisation d'une recette standard non optimisée. Même si cette dernière est bien maîtrisée, elle n'en produit pas moins d'ondulations ou de « scalloping » estimées à  $150\text{ nm}$ . Toutefois, la rugosité au niveau des vias ne constitue pas un problème dans la configuration actuelle du C-BAR, car nous pouvons considérer que l'onde n'atteindra pas ce niveau et s'atténuera bien avant de parvenir dans cette zone. La situation est cependant différente pour les tranchées. Nous avons proposé quelques solutions d'optimisation de la qualité des flancs dans le paragraphe §5.4.3.4. Le traitement de rugosité par gravure alcaline semble une solution fiable mais implique un temps de développement considérable. Cependant, étant donné le délai imparti pour ces travaux de thèse mais aussi parce que nous estimons que les performances du résonateur ne seront que faiblement affectées par ce problème, nous avons opté pour la seconde solution pour obtenir des résultats rapidement. Ainsi, une optimisation de la configuration de gravure a été établie. Les paramètres prépondérants dans la recette sont essentiellement la température du substrat et la source de puissance ICP. Les résultats<sup>10</sup> sont présentés dans la figure 5.24.

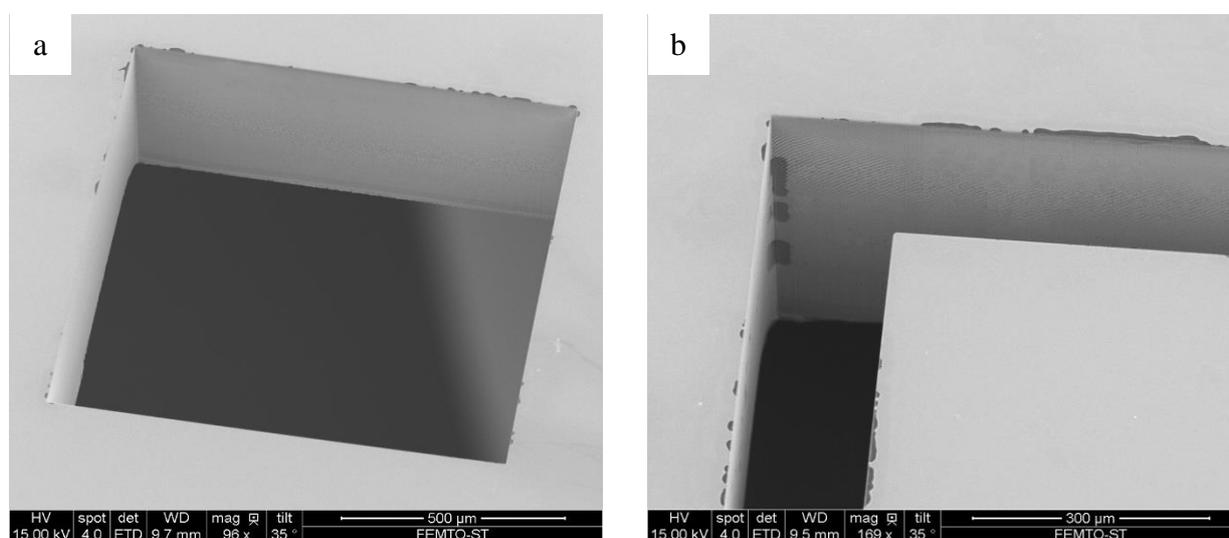


FIG. 5.24 - Photographies MEB des flancs après DRIE utilisant une recette optimisée. a) via, b) tranchées.

La gravure sèche DRIE ne permet pas d'obtenir des facteurs d'aspect importants (« High Aspect Ratio », souvent abrégé en anglais HAR), ils équivalent typiquement 30. Le facteur d'aspect des vias et tranchées ici réalisés avoisine les 0.47, ce qui reste largement en dessous de la limite permise par ce procédé. À des profondeurs de gravure standards (typiquement  $\leq$

<sup>10</sup>Au moment de la rédaction de ce chapitre les puces n'étaient pas encore découpées pour pouvoir estimer le scalloping issu de cette recette.

100  $\mu\text{m}$ ), la DRIE peut produire d'excellente qualité des flancs avec une rugosité estimée à quelques dizaines de nanomètres. Cependant, à des profondeurs avoisinant les 500  $\mu\text{m}$ , l'apparition de l'herbe au fond des parois est constatée [Pike et al., 2004]. Cela pourrait être dû à un re-dépôt de la résine photosensible qui fera office de micro-masquage ou au polymère de passivation ( $C_4F_8$ ) qui s'enlève des flancs supérieurs et masque par endroit les flancs au fond des motifs.

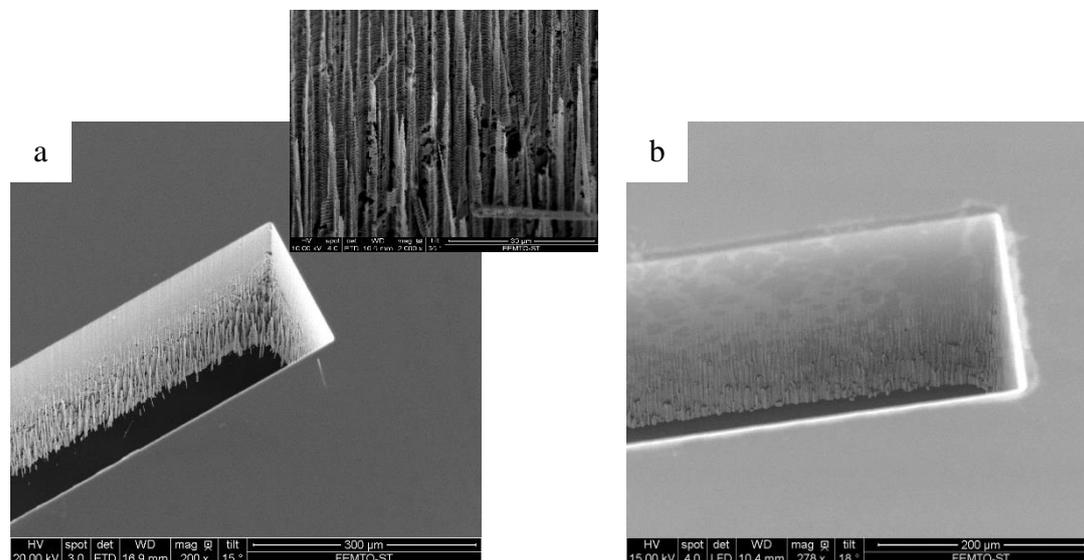


FIG. 5.25 - Présence de l'herbe au fond des motifs après gravure DRIE. a) Recette standard, b) Recette optimisée.

La figure 5.25 présente des photographies MEB des fonds des motifs gravés avec la recette standard (Fig. 5.25-a) et avec la recette optimisée (Fig. 5.25-b). Nous pouvons clairement observer la présence de l'herbe au fond des motifs dans les deux cas de configuration de gravure avec plus d'herbe au niveau des motifs gravés avec la recette non optimisée.

#### 5.4.3.6 Désoxydation pleine plaque

Pour finir, il est important de s'assurer qu'il existe plus de résidus organiques sur la surface des plaquettes avant de procéder à une désoxydation pleine plaque de celles-ci. En effet, la solution BHF est un bain qui ne se renouvelle pas après chaque utilisation. Cependant, afin d'éviter son éventuelle pollution avec les résidus de résine, il est recommandé de réaliser une étape de retrait de résine avant toute étape de désoxydation humide.

Aussi, nous nous permettons de souligner que les plaquettes à ce niveau de réalisation sont extrêmement fragilisées, et ce malgré les bandes non-usinées destinées à renforcer la rigidité. Nous les manipulerons par conséquent avec les plus grandes précautions. Il est alors très important de faire attention au moment du séchage avec la soufflette d'azote ( $N_2$ ) car cette dernière implique une action physique risquant d'endommager la structure. De plus, le silicium étant un matériau très fragile, s'il est fissuré, la soufflette va favoriser la propagation de la fissure dans le volume du Si. La procédure à suivre est donc de procéder à un nettoyage grossier, séchage à l'étuve pour enlever l'eau résiduelle et de finir par un nettoyage minutieux par un plasma  $O_2$  (Fig. 5.26). Ce dernier va permettre l'élimination du téflon issu de l'étape de gravure par le procédé Bosch. Ce qui constitue un post-traitement permettant la préparation

des plaquettes à l'oxydation thermique nécessaire à la structuration de la première cavité de piégeage.

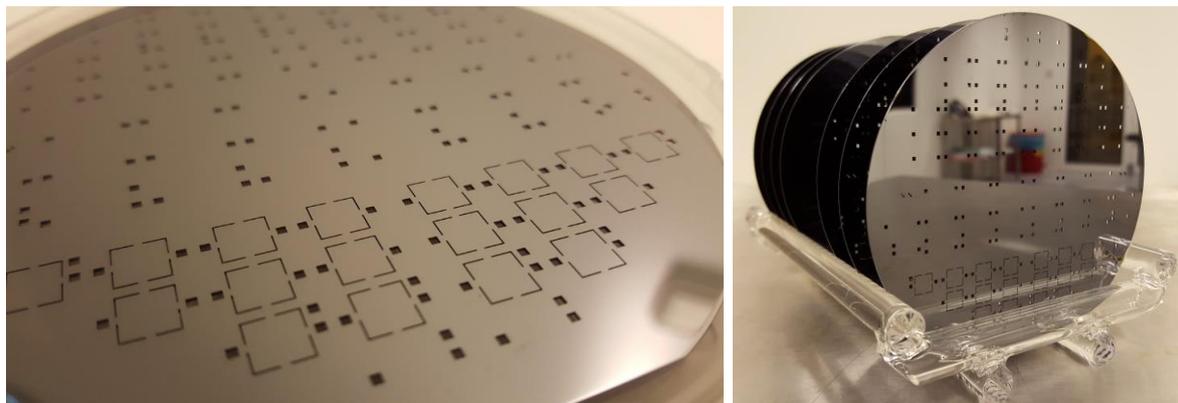


FIG. 5.26 - Photos des wafers après la gravure profonde des vias et des tranchées.

#### 5.4.4 Structuration de la zone de piégeage

L'étape de micro-usinage de volume une fois concrétisée sur l'élément vibrant, constituant en quelque sorte le squelette du résonateur, nous passerons au micro-usinage de surface. Nous commencerons par définir la structure de piégeage dite « mesa-inversée » visant à minimiser les pertes dans la structure de maintien. Ce qui favorisera le confinement de l'énergie vibratoire dans une région centrale bien définie au niveau du résonateur, comme il a été profondément étudié dans le chapitre 3 et 4. Rappelons qu'à ce niveau du procédé, la structure dédiée à cette fin sera réalisée selon deux variantes :

- Une structure piégée grâce à la mise en place d'une configuration à double marche ( $\delta h \approx 1 \mu\text{m}/\text{marche}$ ),
- Une structure piégée grâce à un dépôt d'un matériau plus dense que le silicium ( $\delta h \approx 1 \mu\text{m}$ ).

Avant de décortiquer chaque variante ci-dessus mentionnées, il nous a paru utile de motiver la primauté de la réalisation de la structure de piégeage sur les étapes de métallisations. En effet, les températures élevées ainsi que la consommation du silicium font que l'oxydation thermique n'est pratiquée qu'au cours des premières étapes du processus technologique (oxyde épais) sous peine de modifier profondément les structures existantes (diffusion de certains métaux dans l'empilement du dispositif faisant ainsi perdre les propriétés d'isolation du matériau de la structure vibrante ou alors la formation d'alliages parfaitement isolants) mais aussi surtout le risque de polluer considérablement le four d'oxydation.

##### 5.4.4.1 Configuration double mesa-inversée

Deux façons de faire s'offrent à nous pour la mise en place d'une structure piégée à double marche :

- par gravure de cavités de profondeurs contrôlées dans le silicium,
- ou par deux croissances successives d'oxyde de silicium thermique,

Ayant la même densité que le silicium, il est intéressant d'envisager le piégeage par une surépaisseur d'oxyde thermique. Ceci aura pour but de prévoir un état de surface originel après

gravure de l'oxyde, puisque ce dernier se grave de manière sélective. En effet, après élimination de l'oxyde, nous arrivons directement sur le Si que nous considérons très peu rugueux. Ainsi, l'état de surface final de la zone centrale de confinement de l'énergie vibratoire va dépendre essentiellement de l'uniformité planaire des plaquettes de silicium garantie par le fournisseur. De plus, le traitement par oxydation thermique est très connu dans la littérature pour corriger la rugosité des surfaces de silicium, du fait que l'oxyde thermique croît depuis la surface [Pourkamali et al., 2003]. Cela signifierait qu'un défaut présent sur la surface du silicium initiale sera reporté sur la couche d'oxyde, tandis qu'un dépôt, il épouse plutôt la couche sur laquelle il est déposé, ainsi, le défaut sera conservé sur la surface initiale. Engendrant un taux de rugosité assez important au fond des cavités, la solution d'usinage du silicium n'est donc pas rentable.

Le but étant de réaliser une structure à double marche, c'est-à-dire, deux cavités de formes carrée, encastrée l'une dans l'autre, ayant  $1\ \mu\text{m}$  de profondeur chacune où les côtés de la cavité interne sont distants de  $10\ \mu\text{m}$  ou  $100\ \mu\text{m}$  des côtés de la cavité externe. La croissance d'oxyde à partir d'une plaquette de silicium vierge est un procédé largement maîtrisé au sein de la centrale technologique MIMENTO. Or, une croissance à partir d'une plaquette de silicium déjà oxydée, constitue un procédé relativement critique et qu'il a fallu développer au courant de cette thèse. Pour ce faire, un calcul trivial donné en annexe (ANNEXE D-3), a été nécessaire avant de procéder à un test pratique permettant de valider notre calcul approximatif. Soulignons que ce calcul est basé sur les critères de croissance de l'oxyde à partir du Si et permet de tirer les conclusions suivantes :

Faire croître  $1.3\ \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_2$  pour la structuration de la cavité externe (première marche), suivie d'une seconde oxydation de  $1\ \mu\text{m}$  pour la structuration de la cavité interne (deuxième marche) de la zone de piégeage. Ce qui fera deux marches de  $1\ \mu\text{m}$  chacune si nous tenons compte dans les calculs de la quantité de silicium susceptible d'être consommée au cours de chaque cycle de croissance. Cette configuration s'est avérée concluante et a permis de répondre à nos attentes.

## Réalisation de la cavité externe

— Oxydation de  $1,3\ \mu\text{m}$  sur une plaque de silicium vierge :

Nous avons réalisé la première oxydation thermique permettant de faire croître  $1,3\ \mu\text{m}$  d'oxyde de silicium correspondant à  $8\ \text{h}$  d'oxydation dans le four à  $1050\ ^\circ\text{C}$ . Le résultat de la mesure par réflectométrie est présenté dans la figure 5.27.

— Masque photolithographie :

La réalisation de cette étape requiert un équipement spécialisé pour recouvrir uniformément le substrat de résine. En effet, le wafer étant complètement traversé par endroit, une enduction de résine avec une tournette conventionnelle basée sur la technique de centrifugation (spin coating) ne permet pas une distribution uniforme de la résine sur une surface irrégulière, formant des espèces de stries parallèles partant des coins des vias. Cependant, nous disposons à la centrale de technologie MIMENTO, d'un bâti dit « spray coater » permettant des dépôts de résine par la technique de pulvérisation connue sous le nom de « spray-coating » [Pham et al., 2005]. Cette technique donne une couche relativement uniforme de résine sur toute la surface du substrat avec un bon recouvrement des parois des

vias, contrairement à la méthode classique, dans laquelle l'uniformité est mise à mal par les reliefs.

Nous avons utilisé une résine positive, AZ9260. L'alignement du « masque 3 », (ANNEXE D-2) à reproduire à ce niveau du procédé est critique et doit se faire de façon extrêmement précise par rapport aux motifs de l'étape précédente « masque 2 », figure 5.28-a. L'épaisseur de résine mesurée après développement est d'environ  $6,5 \mu\text{m}$ , avec une résolution de  $\pm 1 \mu\text{m}$  ce qui est largement suffisant pour la gravure de  $1,3 \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_2$ . La figure 5.28-b montre les motifs retranscrits sur la résine après développement de celle-ci. Une vérification au microscope optique nous a permis de valider la question de l'alignement de deux niveaux de masques successifs.

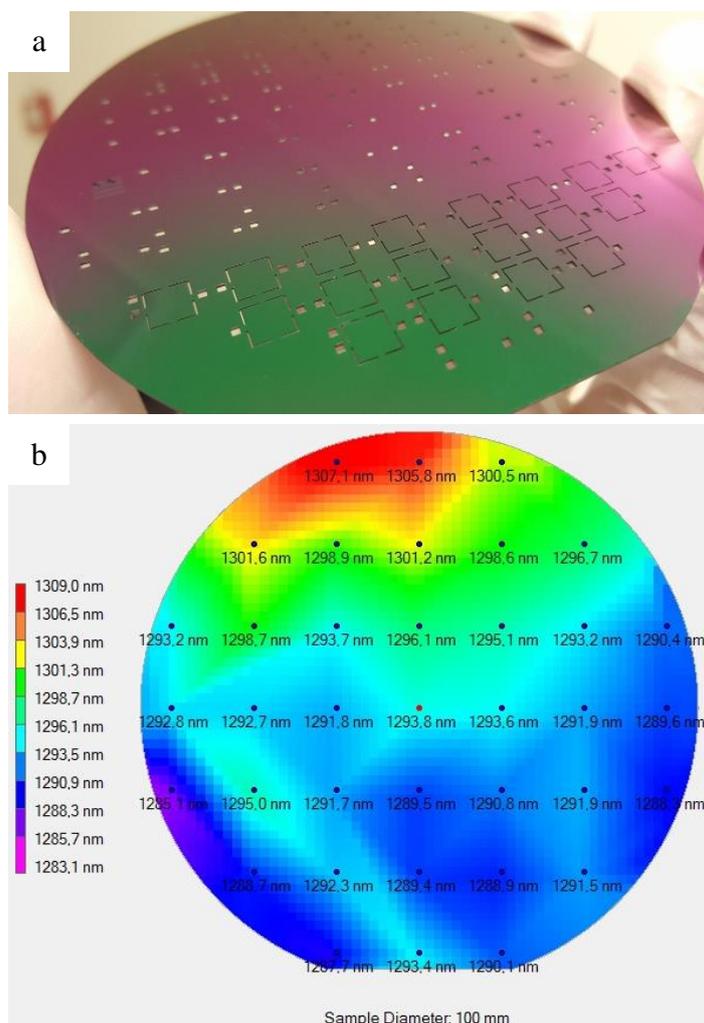


FIG. 5.27 - Croissance thermique d'oxyde de silicium de  $1,3 \mu\text{m}$  d'épaisseur sur une plaque de silicium vierge. a) Photo du wafer après la première oxydation pleine plaque, b) Cartographie d'épaisseur du  $\text{SiO}_2$  crû sur le Si.

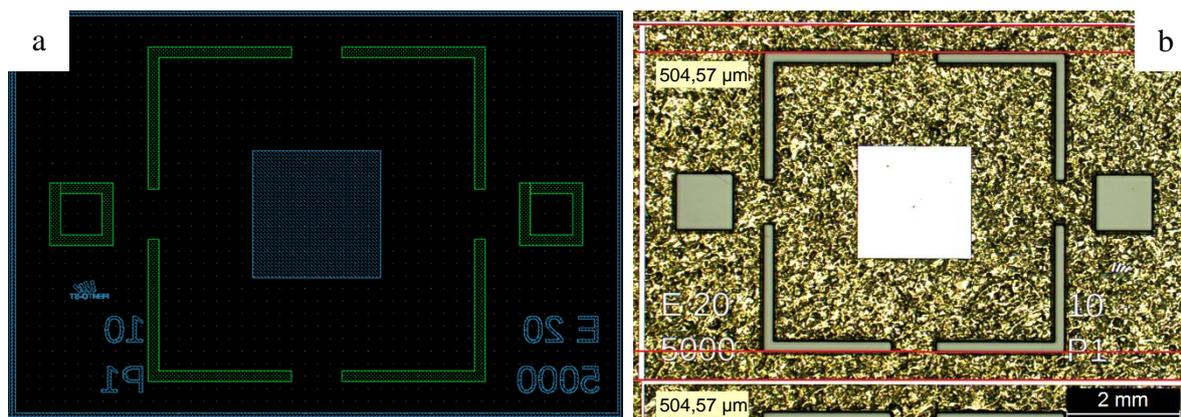


FIG. 5.28 - Étape de photolithographie pour la structuration de la première marche de la structure de piégeage. a) Masque GDS mettant en évidence l'alignement du masque 3 (en bleu, étape en cours) sur le masque 2 (en vert, Gravure des vias et tranchées), b) Image microscopique des motifs après développement. Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

Les traits de découpe délimitant la dimension de la puce ont été également réalisés lors de cette étape.

— Gravure de la cavité externe :

Nous avons gravé l'oxyde de silicium dans les zones dépourvues de résine en gravure sèche à l'aide d'un plasma à base de  $C_4F_8/O_2/Ar$  (Fig. 5.29-a), pour les raisons évoquées précédemment (cf. 5.4.3.3). Le profil de la résine enduite par spray après développement ne présentant aucune ondulation dans le plan de la plaquette, la gravure du  $SiO_2$  s'est passée dans de bonnes conditions en produisant une cavité à flancs lisses. L'épaisseur de marche ainsi réalisée a été mesurée autour de  $1290\text{ nm}$  par rapport à une consigne à  $1300\text{ nm}$ .

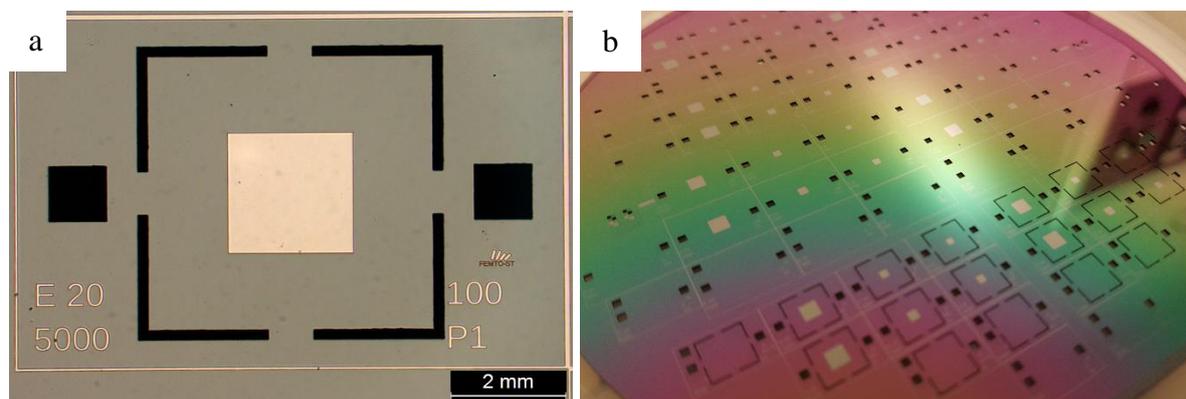


FIG. 5.29 - Gravure de l'oxyde de silicium par voie sèche pour la structuration de la première marche de la structure de piégeage. a) Image microscopique après retrait de la résine, b) Photo réelle du wafer entier après retrait de la résine. Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

Une fois la première cavité de la structure de piégeage achevée, il est indispensable de procéder à un retrait de la résine de masquage suivi d'un nettoyage des plaquettes par plasma  $O_2$  afin de conférer un état de surface optimale à celles-ci et par conséquent, une croissance d'oxyde pour la prochaine étape, conforme (Fig. 5.29-b).

## Réalisation de la cavité interne

— Oxydation de  $1\ \mu\text{m}$  sur une plaque de silicium déjà oxydée :

Après avoir réalisée la première cavité de la structure de piégeage du résonateur, nous avons procédé à la seconde oxydation pleine plaque visant une épaisseur d'oxyde de  $1\ \mu\text{m}$ , ce qui équivaut  $5\ \text{h}$  d'oxydation dans le four. La figure 5.30 illustre bien la différence de niveau de croissance d'oxyde de silicium que témoigne le contraste des couleurs. Ces écarts sont essentiellement dus à l'état de la plaque de silicium (présence ou absence de  $\text{SiO}_2$  par endroit).

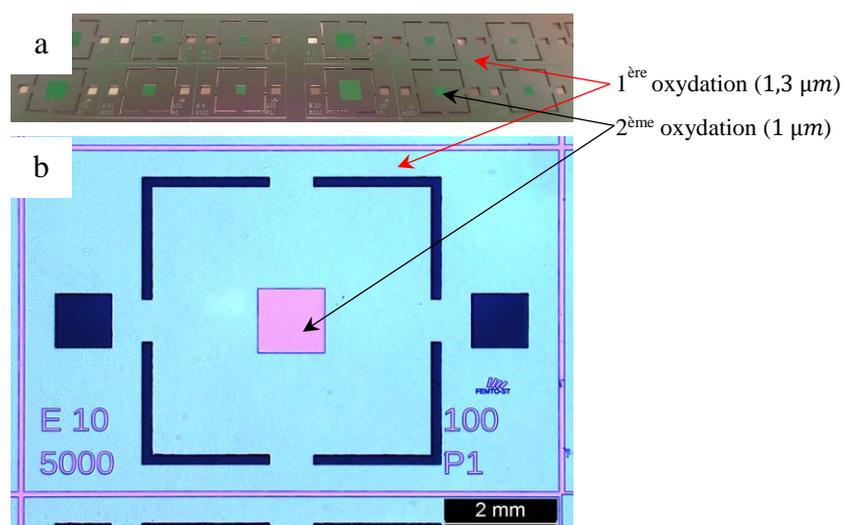


FIG. 5.30 - Croissance thermique d'oxyde de silicium de  $1\ \mu\text{m}$  d'épaisseur sur une plaque de silicium déjà oxydée. a) Photo réelle d'une partie du wafer, b) Image microscopique mettant en évidence le contraste entre les différentes zones oxydées, ce qui témoigne de la différence d'épaisseur d'oxyde de silicium.

— Masque photolithographie :

Nous avons réalisé la dernière photolithographie consistant à structurer la cavité interne, même type de schéma que celui adopté pour la cavité externe. Nous avons conclu que l'éloignement des bords des cavités étaient déterminant dans la qualité du piégeage de l'énergie vibratoire au sein du résonateur. Aussi, nous avons retenu un écart de  $10\ \mu\text{m}$  (Fig. 5.31-b) et  $100\ \mu\text{m}$  (Fig. 5.31-c) entre les bords des cavités (*cf.* 4.2.6.2). L'alignement de ce niveau de masque apparaît crucial à cette étape du procédé comme l'illustre le masque GDS présenté dans la figure 5.32.

— Gravure de la cavité interne :

Nous avons terminé la structure de piégeage du résonateur par le retrait du  $\text{SiO}_2$  dans les zones dépourvues de résine. Pour cela, nous avons utilisé la gravure sèche par plasma en s'assurant du bon retrait du  $\text{SiO}_2$  sur toute la zone dédiée au piégeage de l'énergie vibratoire du résonateur. Pour finir, nous avons retiré la résine restante grossièrement par le procédé de retrait de base et minutieusement par plasma d' $\text{O}_2$ . La figure 5.32 montre le résultat de la gravure de la cavité interne avec un agrandissement sur la zone de piégeage pour un éloignement des bords des cavités équivalent à  $100\ \mu\text{m}$ .

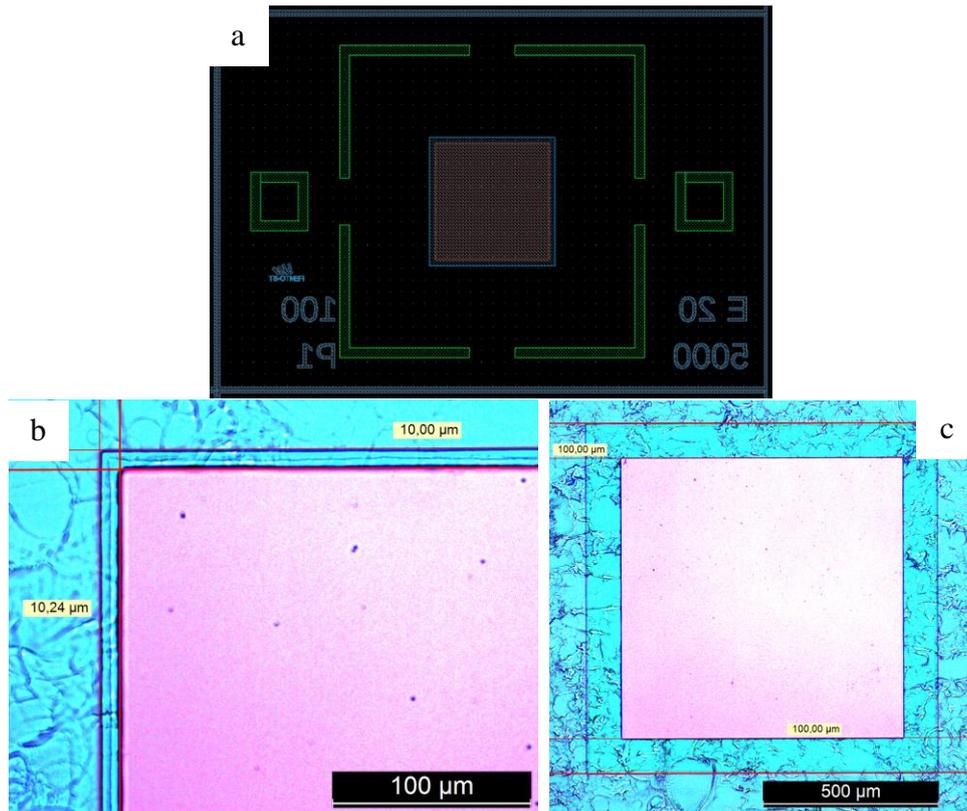


FIG. 5.31 - Étape de photolithographie pour la structuration de la cavité interne, a) Masque GDS mettant en évidence l'alignement du masque 4 (en rouge) sur le masque 3 (en bleu), b) Image microscopique des motifs après développement correspondant à un éloignement de  $10 \mu\text{m}$ , c) Eloignement de  $100 \mu\text{m}$ .

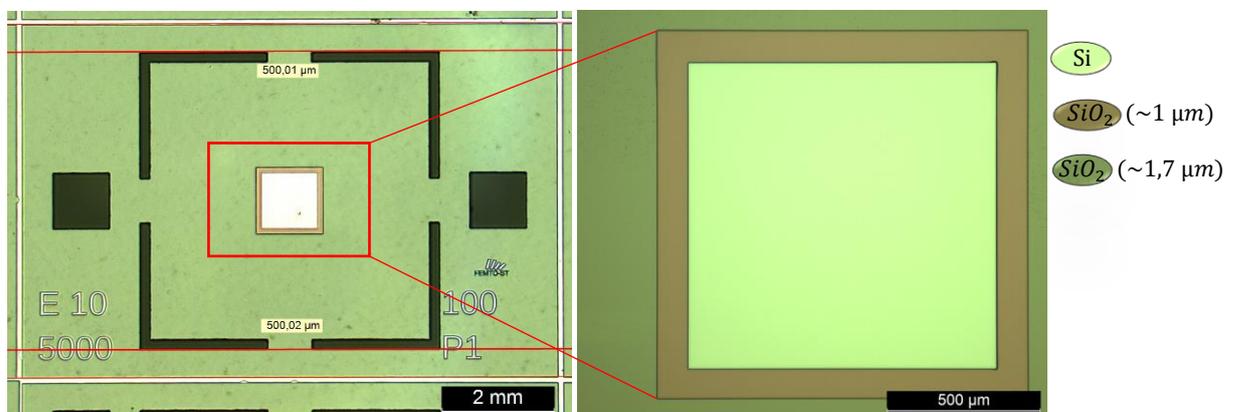
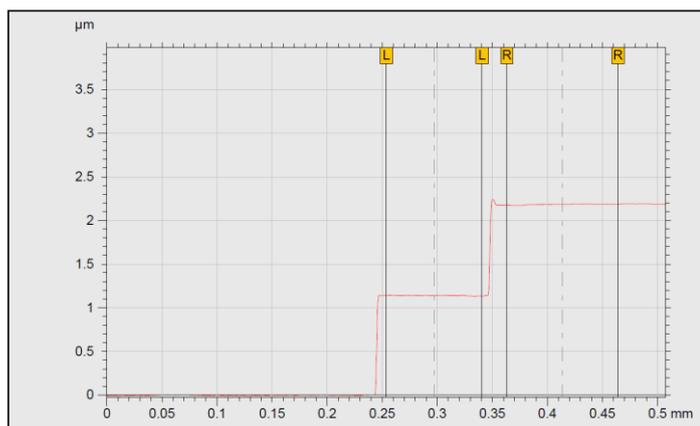


FIG. 5.32 - Images microscopiques de la réalisation de la cavité de piégeage double mesa-inversée,  $a = 1000 \mu\text{m}$ ,  $b = 1100 \mu\text{m}$ ,  $\delta h = 1 \mu\text{m}/\text{marche}$ . Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

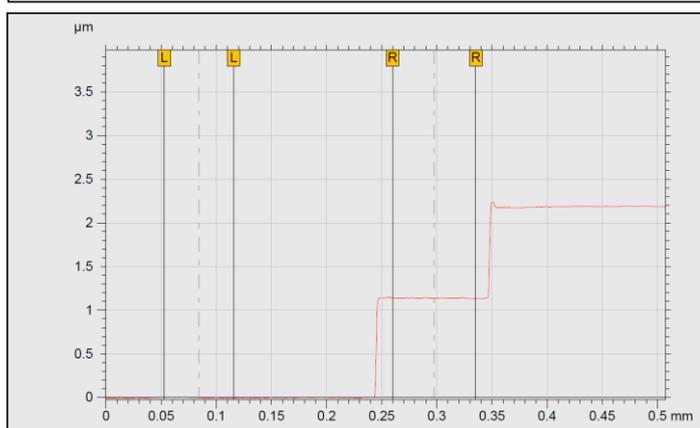
— Résultat de la réalisation technologique :

La figure 5.33 montre que l'épaisseur de  $1 \mu\text{m}$  sur chaque marche a été respectée quasi parfaitement. La gravure du  $\text{SiO}_2$  a également bien fonctionné, comme en témoigne la photographie montrant des parois de gravure relativement droites. L'épaisseur a atteint une mesure de  $1,045 \mu\text{m}$  pour la marche externe et de  $1,14 \mu\text{m}$  pour la marche interne, respectivement par rapport à une consigne à  $1 \mu\text{m}$ .

$$\delta h_{SiO_2 \text{ région externe}} = 1,045 \mu m$$



$$\delta h_{SiO_2 \text{ région interne}} = 1,14 \mu m$$



$$\delta h_{SiO_2 \text{ externe-centre}} = 2,188 \mu m$$

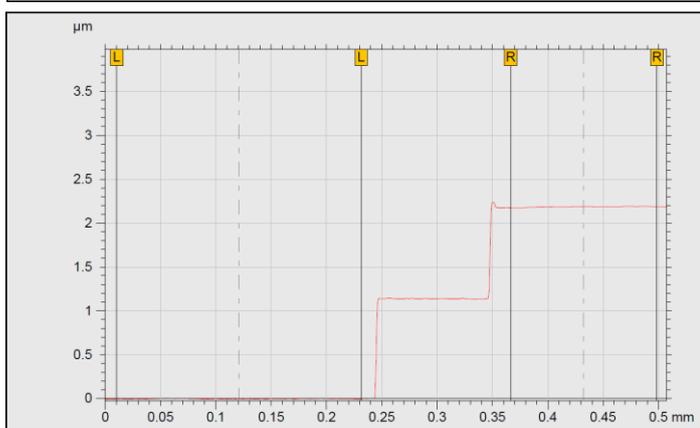


FIG. 5.33 - Mesures profilométriques des différentes régions d'oxyde de silicium thermiquement crû.

#### 5.4.4.2 Piégeage à l'or

Nous avons justifié notre choix pour l'or comme matériau pour la structure de piégeage dans le chapitre 3. Dans un souci d'économie, le même masque utilisé pour réaliser la cavité interne dans la configuration de piégeage à double marche, sera retenu pour la réalisation des cavités de piégeage à l'or. Ce qui implique l'adoption d'un procédé direct, c'est-à-dire, basé sur l'utilisation d'une résine positive enduite par spray. La résine inversible n'est pas disponible sur le « spray coater » pour permettre la réalisation d'un procédé « lift-off », nous utilisons donc la gravure.

À ce stade, nous entamons l'étape de dépôt de la couche métallique après avoir évoqué les généralités sur les différentes techniques de dépôt.

## Dépôt de la couche de métal

— Choix de la technique de dépôt :

De nombreuses techniques ont été développées pour permettre le dépôt de film minces métalliques ou isolants détaillées en profondeur dans [Mareschal, 2011]. Cependant, les techniques largement employées dans la micro-fabrication sont des procédés affiliés à la famille des dépôts sous vide en phase vapeur faisant partie de la catégorie dite de revêtement par voie sèche. Tous les systèmes en phase vapeur utilisent l'injection de gaz inertes et/ou plasmagènes en addition desquels peuvent être utilisés des gaz dits réactifs ou précurseurs. Les précurseurs pouvant se présenter sous la forme de gaz ou de liquide entraîné par un gaz porteur tel que l'argon. De plus, ils sont utilisés pour majeure partie sous vide partiels ou poussés bien que l'utilisation de certaines sous catégories de ces techniques tende à se développer à pression atmosphérique.

Deux catégories principales sont à distinguer au sein des dépôts en phase vapeur :

- la CVD (pour « Chemical Vapor Deposition ») ou dépôt chimique en phase vapeur,
- et la PVD (pour « Physical Vapor Deposition ») ou dépôt physique en phase vapeur.

Bien qu'appartenant toutes deux aux procédés de dépôt en phase vapeur, ces deux méthodes de revêtement diffèrent énormément sur de nombreux points à commencer par le principe général du procédé. Nous nous intéresserons dans le cadre de ces travaux qu'au procédé de dépôt physique en phase vapeur et plus particulièrement à la pulvérisation cathodique magnétron et l'évaporation sous vide dont nous disposons à la Centrale Technologique MIMENTO de deux bâtis appropriés et dédiés aux dépôts de films minces.

*La pulvérisation cathodique magnétron* (ou « Sputter deposition ») : elle consiste en le contrôle de la répartition du plasma à la surface d'une cible du matériau à déposer à l'aide du système appelé magnétron. Le plasma arrache les molécules de la cible, ceux-ci sont projetés sur le substrat placé à proximité.

*L'évaporation par faisceau d'ion* (ou « Evaporation deposition ») : son principe repose, comme son nom l'indique, sur l'évaporation sous vide d'une source de matériau dont nous souhaitons revêtir un échantillon. Un bombardement d'électrons évapore les molécules de la cible qui viennent se déposer sur le substrat.

Le tableau 5.2 illustre quelques points de différence :

	Évaporation	Pulvérisation
Précision de l'épaisseur déposée	Excellente	Moyenne
Précision de la vitesse de dépôt	Excellente	Moyenne
Homogénéité	± 5%	± 20%
Compatibilité <i>LIFT-OFF</i>	Bonne	Moyenne
Adhérence de couches	Moyenne	Bonne
Densité de couches	Moyenne	Bonne

Tableau 5.2 - Tableau comparatif des performances.

Ces deux méthodes offrent toutes deux certains avantages et inconvénients. Nous nous intéressons notamment à leur capacité de recouvrement en vue du lift-off, à l'uniformité ainsi qu'une bonne homogénéité sur la totalité de la surface du wafer.

Il est évident d'après le tableau ci-dessus que l'évaporation est la technique qui correspond le mieux à un compromis entre nos exigences, comparé à la pulvérisation cathodique même si elle tend à être remplacée par celle-ci, qui permet notamment un bon recouvrement de la surface des échantillons, une meilleure adhérence des couches déposées et une couche d'or de bonne qualité.

Suite à des difficultés d'accès au bâti d'évaporation (EVA450), nous avons réalisé cette étape en pulvérisation cathodique, favorable à l'adhérence des couches lors de l'assemblage des wafers par thermocompression or/or, au prix d'une homogénéité moindre de l'épaisseur du dépôt.

— Couche d'accroche, dépôt d'or :

Avant toute étape de dépôt, les plaquettes à revêtir sont préparées de façon à assurer la bonne tenue du dépôt. En effet, il est nécessaire d'avoir un substrat vierge de toutes pollutions (graisses, résidus atmosphérique, etc.) et dans la majorité des cas vierge de toutes couches d'oxydes superficielles.

Outre ces spécifications, il est à noter que les métaux n'ont pas toujours de bonnes propriétés d'adhérence avec le matériau sur lequel ils sont déposés. Ceci peut entraîner la délamination des couches métalliques au cours du procédé de fabrication. Pour y remédier, nous utilisons des couches dites d'« accroche », qui sont des métaux possédant de bonnes propriétés d'adhérence avec les autres matériaux. Les couches d'accroche communément utilisées sont le chrome (*Cr*) et le titane (*Ti*). Le chrome est ici préféré au titane, couramment utilisé pour sa bonne adhérence sur le silicium. L'étape a donc consisté à déposer 10 nm de Cr suivis d'environ 990 nm d'or par pulvérisation.

— Masque photolithographie :

Le dépôt pleine plaque de la couche métallique étant réalisé, nous passerons à l'étape de photolithographie qui nous impose l'utilisation du « masque 4 », (ANNEXE D-2). La figure 5.34 présente une image microscopique après développement de la résine. Il y a lieu de relever le profil droit et le respect de l'épaisseur de la résine conformément à la recette préconisée.

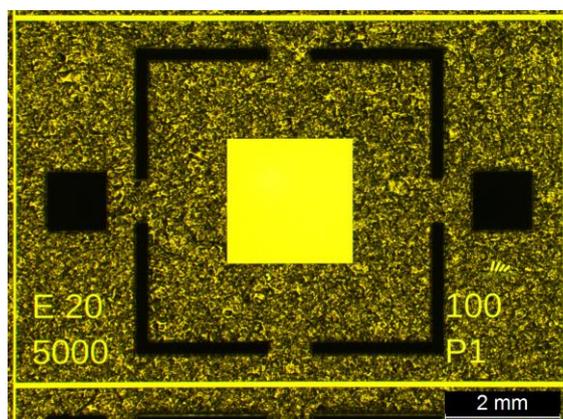


FIG. 5.34 - Étape de photolithographie pour la structuration de la zone de piégeage dans le cas de la configuration de piégeage à l'or. Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

— Gravure du *Cr/Au* :

Nous avons effectué cette étape en gravure chimique par voie humide nécessitant au préalable un recuit d'adhérence de la résine enduite après développement. Il s'agit d'immerger les plaquettes de silicium dans des solutions dédiées à la gravure de l'or et du chrome suivant l'ordre chronologique inverse des dépôts.

Les propriétés principales de l'attaque chimique sont :

- La sélectivité très grande qui est liée au choix des agents chimiques permettant d'arrêter la gravure à l'interface de deux couches de nature différente, ce qui permet de toujours avoir un substrat indemne après la gravure.
- Pour des ouvertures de résine très fines, nous pouvons rencontrer des problèmes de mouillabilité. Pour s'en affranchir, deux solutions sont proposées dans la littérature pour rendre les surfaces plus hydrophiles :
  - i. Un bain aux ultra-sons 'US' ; Cette solution n'est pas très recommandée car très physique, dédiée plutôt aux échantillons assez rigides et les couches métalliques risquent de s'arracher.
  - ii. Ajouter des surfactants à la solution de gravure.
- L'isotropie, ce qui ramène aux problèmes d'uniformité rencontrés entre les petites et grandes surfaces en particulier sur la gravure latérale.

Dans le suivi du protocole opératoire d'une gravure effectuée par voie chimique, le rinçage correct des échantillons constitue une étape critique. Le cas contraire, impliquerait une détérioration significative, voire la destruction complète des motifs à graver. Cela peut s'expliquer par le fait qu'une espèce encore réactive, c'est-à-dire n'ayant pas été rincée, soit toujours présente sur la surface du wafer et donc susceptible d'interagir avec la couche du *Cr/Au*. Le procédé de gravure perdure jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'espèces réactives réagissant avec le métal.

La figure 5.35 montre l'aspect de la gravure des zones dépourvues de résine :

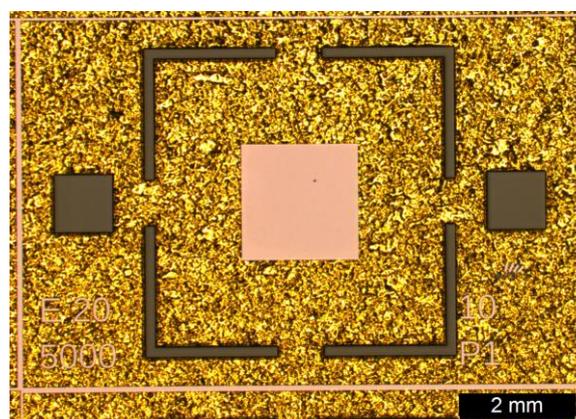


FIG. 5.35 - Image microscopique de la structure mesa-inversée avant le retrait de la résine (déposée par spray). Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

— Résultats de la réalisation technologique :

La figure 5.36 présente le résultat final de la zone de piégeage à l'or après retrait de la résine et nettoyage au plasma  $O_2$ . Nous constatons qu'après élimination du  $Cr/Au$  dans la zone centrale du résonateur, nous débouchons sur l'oxyde silicium dédié à l'isolation électrique. Notons que cette couche d'oxyde a été réalisée en même temps que les couches d'oxyde des autres substrats, avec les variantes de piégeage double mesa-inversée.

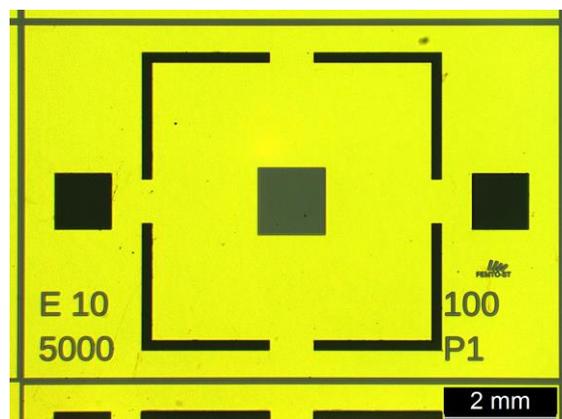


FIG. 5.36 - Résultat de la réalisation de la structure de piégeage à l'or. Exemple d'une puce  $TE_1$  avec tranchées.

La dispersion entre le centre et la périphérie du wafer est inférieure à  $18\text{ nm}$ . L'écart relatif en épaisseur obtenu par le procédé utilisé est estimé généralement à environ  $20\%$ . Ce recouvrement non-homogène de la surface du wafer semble s'expliquer par la taille de la cible de dépôt, relativement petite ( $4$  pouces) et non adaptée aux wafers quatre pouces. Les espèces pulvérisées se trouvent dans ce cas, concentrées au centre du wafer. De plus, le générateur DC dont le bâti de pulvérisation est muni, délivre un courant de polarisation de la cible qui fluctue énormément, ceci pourrait être un autre facteur jouant sur la reproductibilité de dépôt. Toutefois, l'utilisation du plateau tournant pendant le dépôt par pulvérisation peut remédier au problème d'homogénéité mais cette solution s'avère dédaignable car onéreuse. Il est donc plus judicieux de disposer d'une cible  $6$  pouces permettant un parfait recouvrement avec un écart relatif n'excédant pas les  $5\%$ .

#### 5.4.5 Zone active & structuration de l'électrode supérieure

Cette étape a pour but de structurer un dépôt sur la surface inférieure de l'élément vibrant d'un matériau conducteur afin de définir l'électrode supérieure définissant par la même la zone active du résonateur. Il a été décidé dans le chapitre 3 d'étudier deux modes de fonctionnement distincts, à savoir, un résonateur avec plan de masse pour un fonctionnement en  $TE_1$  (Fig. 37-a) et une électrode structurée pour un fonctionnement en partiel 3 (Fig. 37-b). Les électrodes se présentent sous trois différentes dimensions, à savoir,  $800\ \mu\text{m}$ ,  $1000\ \mu\text{m}$  et  $2000\ \mu\text{m}$  de côté.

Notons que même les dispositifs dédiés à un fonctionnement en mode d'extension-compression d'épaisseur pure peuvent également être testés en harmonique 3 mais la structure de piégeage ne sera pas en faveur du partiel 3. Pour la variante  $TE_3$ , une ligne d'accès métallique est prévue permettant de reprendre le contact de l'électrode et de la connecter au plot réalisé

au même niveau que le spacer sur le wafer de base, lui-même relié à un plot de reprise de contact.

Le masque de photolithographie prévu pour cette étape est destiné pour un procédé direct, et donc basé sur une résine positive enduite par spray. Nous allons donc dans un premier temps réaliser un dépôt métallique pleine plaque sur la totalité de la surface du wafer consistant en un dépôt de  $10\text{ nm}$  de Cr et de  $150\text{ nm}$  d'or par pulvérisation cathodique. Nous structurons ensuite par voie chimique l'électrode, ses lignes d'accès (concernant le dispositif 'P3') ainsi que le détournage de l'ensemble des puces du wafer pour garantir une isolation électrique entre les puces. Notons le caractère impératif de la protection de la face arrière de la plaque à piégeage à l'or.

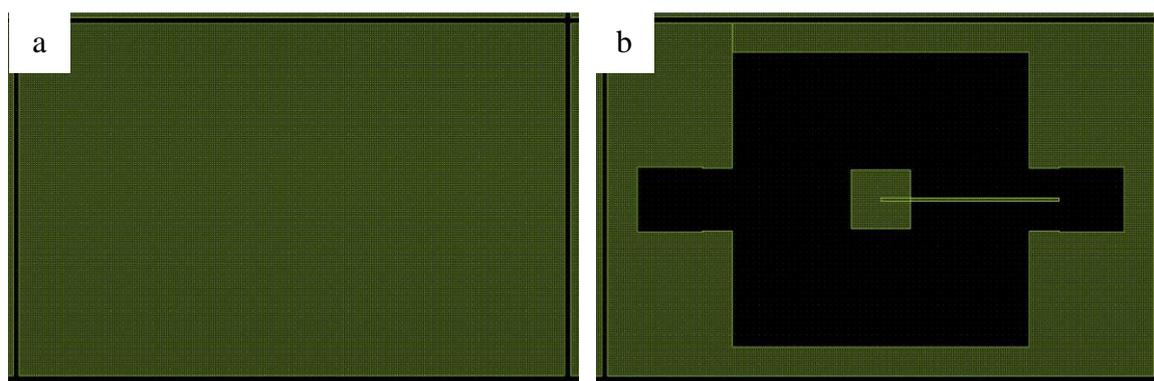


FIG. 5.37 - Masque GDS d'une puce avec a) plan de masse,  $TE_1$ , et une puce en b) partiel 3,  $TE_3$ . Membrane  $5000 \times 5000\ \mu\text{m}^2$ ,  $\text{elec} = 800 \times 800\ \mu\text{m}^2$ .

#### 5.4.5.1 Photolithographie

La figure 5.38 présente une image microscopique et une photo réelle des motifs après développement de la résine. Cela donne une idée de la définition maximale que nous avons obtenue de la plus petite dimension présente sur le wafer, c'est-à-dire, la taille des lignes d'accès de largeur prévue à  $60\ \mu\text{m}$  dans le dessin des masques sous LayoutEditor.

Nous pouvons noter d'après la figure 5.39-a que la largeur des motifs est parfaitement respectée. Nous constatons aussi un alignement parfaitement contrôlé du « masque 5 » (ANNEXE D-2) par rapport à l'étape précédente tel que le montre la figure 5.39-b.

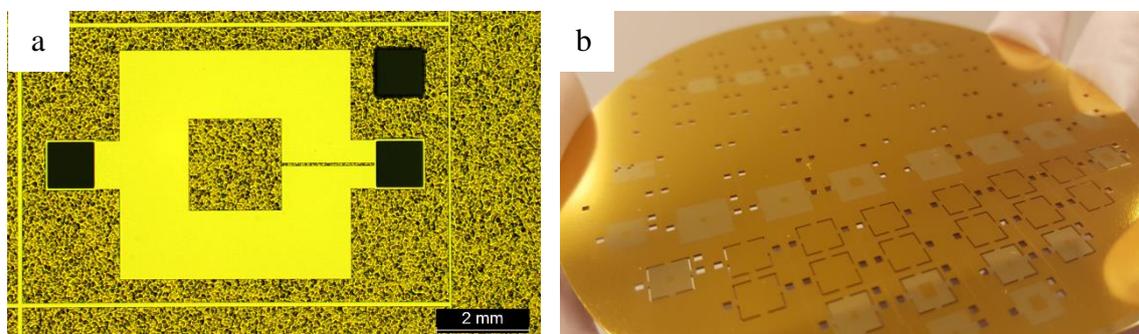


FIG. 5.38 - Étape de photolithographie pour la structuration de l'électrode supérieure. a) Image microscopique, b) Photo réelle après développement de la résine. Membrane  $5000 \times 5000\ \mu\text{m}^2$ ,  $\text{elec} = 2000 \times 2000\ \mu\text{m}^2$ .

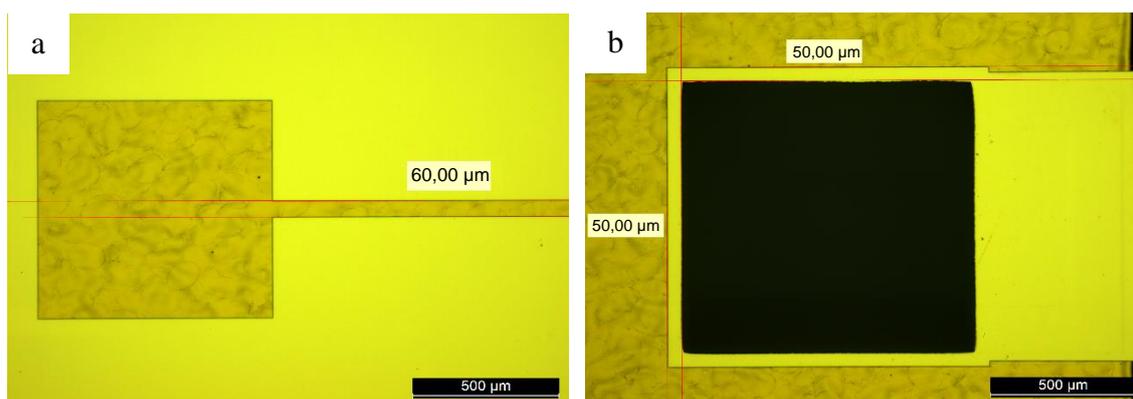


FIG. 5.39 - Image microscopique de l'étape de photolithographie après développement de la résine. a) Largeur de la ligne d'accès, b) Contrôle de l'alignement.

#### 5.4.5.2 Gravure du métal

Nous avons effectué cette étape en gravure chimique par voie humide. Il est important d'assurer une gravure totale en bordure des motifs, notamment au niveau de la ligne d'accès, afin d'éviter de laisser un cordon de métal non gravé entre celle-ci et la surface de collage à la périphérie de la puce prédestinée à être mise à la masse (Fig. 5.40) provoquant ainsi le court-circuit de l'électrode. Nous avons donc prévu un temps d'exposition à la solution de gravure raisonnable, afin d'assurer le retrait total du métal définissant l'anneau autour du via.

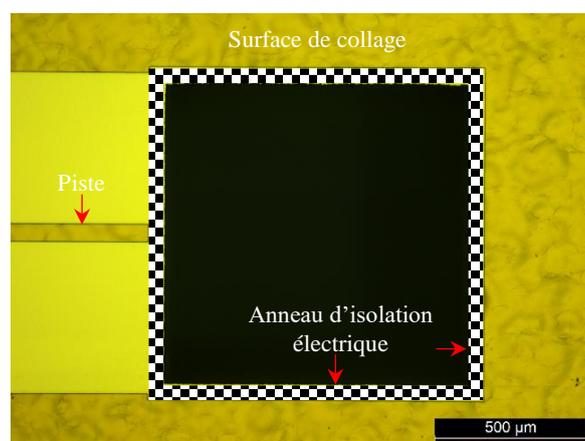


FIG. 5.40 - Anneau d'isolation électrique entre la ligne d'accès et la surface de collage (Masse).

#### 5.4.5.3 Résultat de la réalisation technologique

La figure 5.41 présente un premier résultat de gravure où nous pouvons constater que la gravure est de bonne qualité puisqu'elle ne laisse aucun résidu dans les zones dépourvues de résine. En revanche, nous observons une sous-gravure de la couche de *Cr/Au* atteignant quasiment  $1,7 \mu\text{m}$  (Fig. 5.42).

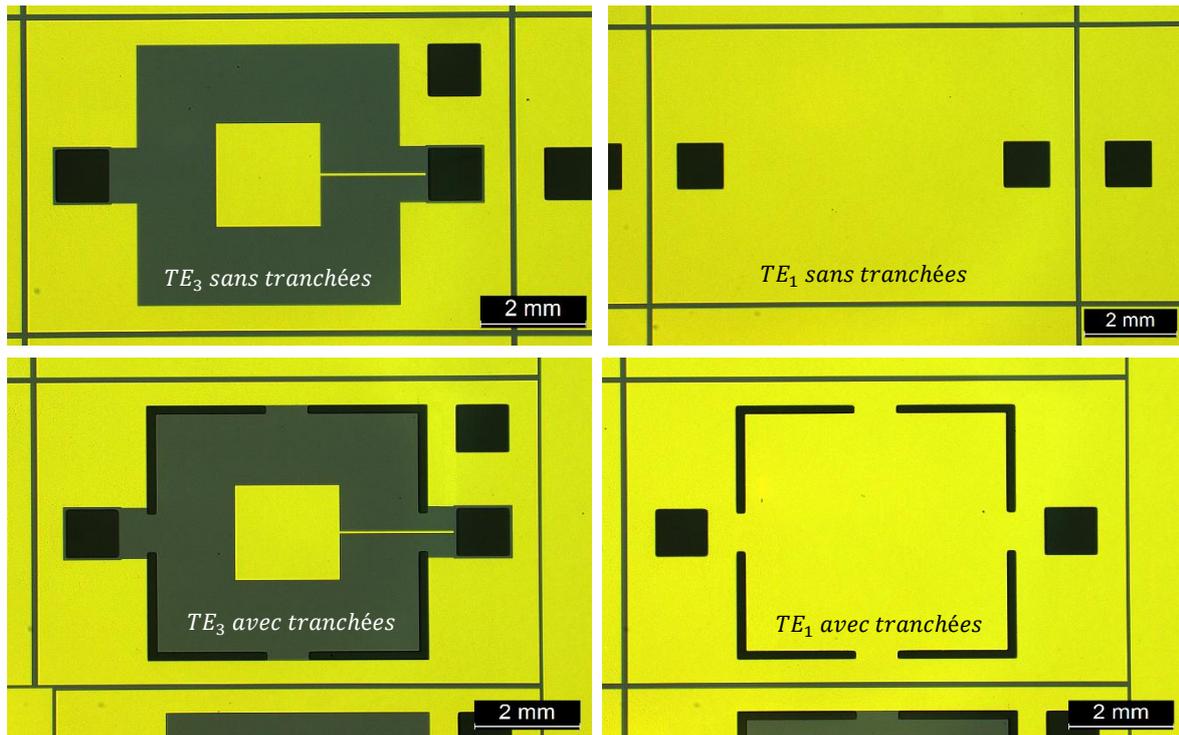


FIG. 5.41 - Images microscopiques de l'électrode supérieure ( $TE_3$ )/ plan de masse ( $TE_1$ ) des différentes variantes réalisées au cours de cette thèse.



Focus sur le fond de gravure

Focus sur la résine

FIG. 5.42 - Sous-gravure liée à l'isotropie de la gravure humide

## 5.5 Base

### 5.5.1 Isolation acoustique

La phase de réalisation de l'élément vibrant achevée, nous entamons celle dédiée à la réalisation du substrat dit « base » servant de support mécanique au résonateur. Cette « base » sera le réceptacle du spacer, l'électrode inférieure et sa passivation. Elle comprendra également sur sa face arrière une cavité d'isolation acoustique (CIA) permettant de découpler l'effet du résonateur de son substrat de base (cf. 4.4).

#### 5.5.1.1 Cavité d'isolation acoustique « CIA »

La fabrication collective d'une cavité sur la face arrière du substrat « base » constitue un autre enjeu de cette réalisation technologique après la fabrication d'un résonateur avec un entrefer capacitif de faible dimension. En effet, la CIA ne doit pas impacter l'aspect plan-plan du résonateur et son mode de résonance. Cependant, une question incontournable est à se poser avant de procéder à la mise en place de la CIA.

*Doit-t-on prévoir un amincissement local ou un amincissement sur la totalité de la surface de la plaque ?*

Un amincissement sur la totalité de la plaque peut engendrer des risques de planéité rédhibitoires. En effet, des plaquettes fabriquées de manière industrielle avec une maîtrise extrême des procédés, possédant des TTV raisonnables, restent l'idéal pour ce type d'application. Une machine simple face, qui n'est pas forcément adaptée à la taille des wafers dont on dispose, engendrera dans la plupart des cas un état de surface ainsi qu'une planéité de moins bonne qualité.

Au contraire, le recours à un amincissement local, au centre du résonateur, permet de conserver la planéité initialement définie par le TTV des plaquettes, et nous écartons ainsi le risque de modifier la taille initiale du gap électrostatique au moment de l'étape de solidarisation des deux wafers. La force exercée pour le collage sera donc maximale sur la périphérie du wafer (présence de matière) et minimale au centre (absence de matière). La surface de cette cavité doit donc recouvrir la zone active du résonateur (au niveau du gap électrostatique). Aussi, c'est la solution de la gravure localisée qu'a été adoptée pour nos résonateurs. Cela nous place dans une configuration où, au sein d'une même puce, nous comptons deux résonateurs. En effet, bien que la CIA ait pour but principal l'isolation acoustique du résonateur de son substrat de base, nous pouvons tout de même, dans la mesure du possible, pouvoir caractériser l'élément de base. Pour ce faire, une rugosité minimale au fond de cette cavité est souhaitable afin de ne pas détériorer le coefficient qualité du résonateur de la base. Un développement ultérieur, ayant pour but de comparer l'état de surface résultant d'une gravure par voie sèche (DRIE) et une gravure par voie humide dans un bain alcalin (KOH) a été réalisé [Belkadi et al., 2014]. La figure 5.43 montre le profil de rugosité au fond des cavités de même profondeur. Il est clair que la gravure alcaline a un avantage certain en terme de faible rugosité (60 nm, Fig. 5.43-a, contre 323 nm obtenue par DRIE, Fig. 5.43-b). Le choix se fait donc sans aucune difficulté en faveur de la gravure alcaline. De plus, cette dernière est assez maîtrisée au sein de notre centrale technologique MIMENTO.

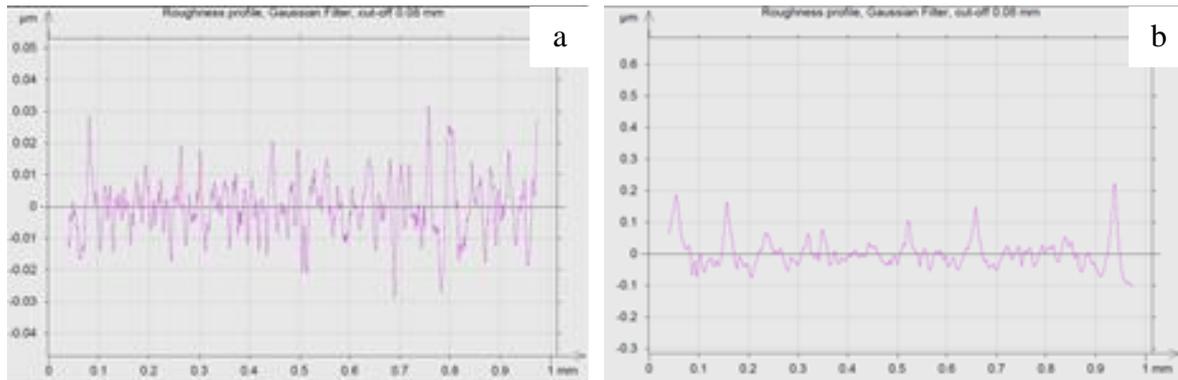


FIG. 5.43 - Profil de rugosité d'une gravure en a) KOH et en b) DRIE.

## Étapes technologiques

— Quelques généralités sur la gravure alcaline (KOH) :

Le KOH, ou hydroxyde de potassium, est une technique connue depuis longtemps [Bean, 1978]. La référence [Kim et Cho, 1999] traite en profondeur le paramétrage d'une telle solution d'usinage pour des profils de gravure optimaux. Toutefois, les paramètres à retenir dans ce type de gravure sont la température et la concentration qui vont dicter la vitesse d'attaque des différentes faces cristallines du silicium. L'avantage majeur de cette gravure réside dans le fait qu'elle dépende fortement de la cristallographie du matériau à graver, ce qui fait d'elle une gravure quasiment autocontrôlée (forte anisotropie<sup>11</sup>), donc, très robuste aux aléas des manipulations. Cela produit des cavités plus régulières.

— Choix du masque pour la gravure alcaline :

En raison de la haute sélectivité d'attaque, estimée à une gravure d'oxyde 150 fois plus lente que celle de la face (100), un masque en oxyde de silicium<sup>12</sup> est utilisé pour l'achèvement de cette étape. Toutefois, l'utilisation d'un masque en nitrure de silicium serait à l'avenir plus rentable étant donnée la sélectivité d'attaque non mesurable sur des gravures de 60  $\mu\text{m}$  de silicium. La première étape va donc consister à ouvrir l'oxyde de silicium par l'intermédiaire d'une étape de photolithographie définissant les futures cavités.

— Ouverture de l'oxyde de masquage :

Nous créons par photolithographie<sup>13</sup> sur la face arrière du wafer « base », dans la couche de masquage, des ouvertures carrées dont deux côtés sont parallèles au méplat (011) tel que le montre la photo réelle du wafer dans la figure 5.44. La gravure de l'oxyde de silicium s'est faite dans un bain BHF.

<sup>11</sup>L'anisotropie est que la vitesse de gravure pour un plan donné est déterminée par la densité d'atomes dans ce plan et par le nombre de liaison Si-Si exposées à la solution ou restant à l'intérieur du matériau. Cependant, la vitesse d'attaque des plans (100) est de l'ordre de 100 fois la vitesse d'attaque des plans (111).

<sup>12</sup>Cette couche de  $\text{SiO}_2$  a été réalisée simultanément avec la croissance de l'oxyde pour le masque de la gravure profonde.

<sup>13</sup>Nous avons réalisé une lithographie double face afin de protéger la face avant du wafer « base », conservant ainsi le  $\text{SiO}_2$  comme masque à la gravure du silicium.

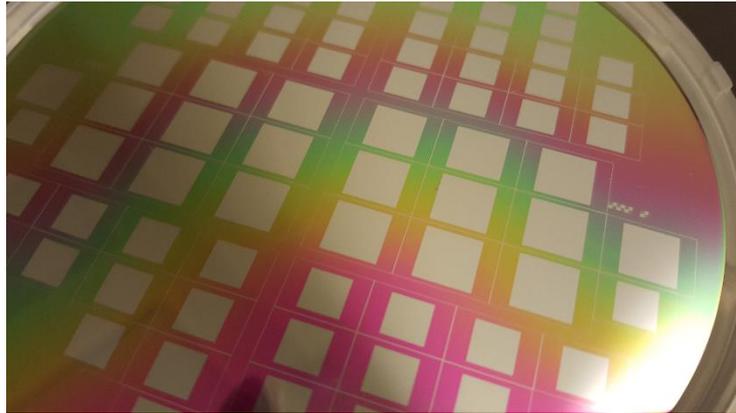
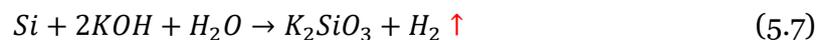


FIG. 5.44 - Ouverture de l'oxyde de masquage à la gravure alcaline (KOH).

— Gravure alcaline, Bain KOH :

Par souci d'économie des produits, la solution KOH, tout comme pour le BHF, n'est pas une solution renouvelable après chaque utilisation. Il est donc impératif de s'assurer que les plaquettes à usiner ne contiennent pas de matériaux non résistants à une base ( $pH > 7$ ). Les conséquences de ce protocole présentent un degré de saturation des produits variable, notamment une concentration non constante conséquence des multiples utilisations du bain liée principalement à l'évaporation de la solution pendant l'utilisation malgré les précautions prises, du mauvais contrôle de la température du bain ou encore aux éventuelles impuretés. En effet, la résine étant non résistante aux solutions basiques, elle a tendance à se dissoudre dans le bain KOH et le polluer en plus de laisser le substrat sans masque.

Aussi, afin d'éviter les variations de conditions de gravure au cours de son déroulement, la gravure des CIA a été réalisée sur les 4 wafers pratiquement simultanément. Par mesure de prévention, les plaquettes sont disposées horizontalement au fond d'un récipient contenant la solution  $KOH + H_2O$ , telle que la face à graver soit vers le haut. Ceci a pour but de réduire les gradients de température mais aussi favoriser le dégagement uniforme des bulles de gaz  $H_2$  dues à la réaction chimique de gravure KOH (Eq 5.7). Nous réduisons ainsi la densité des bulles de gaz à l'intérieur des cavités gravées pouvant, source de problèmes de rugosité de surface [Malhaire, 1998].



En pratique nous avons décidé d'utiliser une solution de 40 %, obtenue par dilution de 800 g de KOH dans 1200 g d'eau déionisée. Le volume total de la solution est de 1,5 l avec un poids molaire de 56,11 g. La molarité en KOH donnée par l'équation (Eq 5.8) d'une telle solution est d'environ 10 mol/l. Cette solution correspond à la meilleure sélectivité entre les faces, avec un rapport de 1 pour 100. Nous obtenons alors une vitesse<sup>14</sup> d'attaque sur la face (100) d'environ 0,26  $\mu m/min$  à 55 °C et 0,7  $\mu m/min$  à 70°C. Un calcul trivial montre que pour la réalisation de la profondeur de cavité dans cette étude, à savoir 20  $\mu m$  (cf. 4.4), un masque de 1  $\mu m$  d'oxyde de silicium est largement suffisant pour la profondeur visée.

<sup>14</sup>La vitesse de gravure doit être bien caractérisée pour obtenir une profondeur de gravure reproductible.

$$[KOH] = \frac{\text{Poids du KOH}}{\text{Poids molaire}} \cdot \frac{1}{\text{Volume total}} \quad (5.8)$$

— Résultats de la réalisation technologique

Beaucoup d'observations instructives ont été faites suite à cette gravure :

- L'anisotropie de gravure de silicium par une solution alcaline (KOH) induit la formation de micros-pyramides inversées dans les zones dépourvues d'oxyde. La figure 5.45 montre l'angle caractéristique formé par ces micros-pyramides inversées mesurée par le MEB à 54,7°.
- La figure 5.46 permet de mettre en évidence un des points remarquables lié à la gravure alcaline. La dégradation des motifs au niveau des coins avec l'allongement du traitement au bain KOH est un phénomène assez connu, dû au fait que les plans {110} sont gravés plus vite que les plans {100}, et une fois les coins entamés, la dégradation du motif se propage très vite.

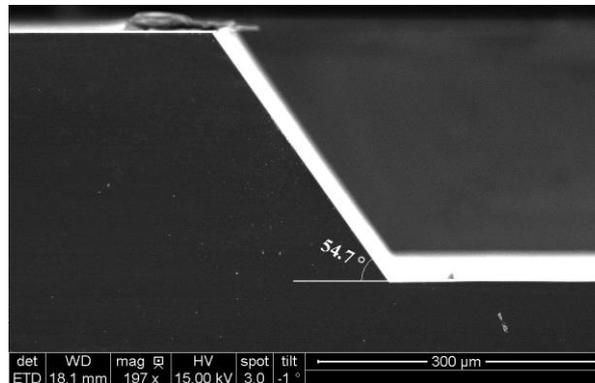


FIG. 5.45 - Angle caractéristique de 54,7° dû à la gravure du silicium dans un bain alcalin KOH.

Plusieurs solutions sont proposées dans la littérature pour remédier à ce problème, soit en utilisant des motifs particuliers [Wu et Ko, 1989], [Offereins et al., 1992], [Offereins et al., 1990], [Enoksson, 1997], soit en ajoutant des étapes de gravure physique profonde autour des motifs désirés [Parviz et Najafi, 2001]. Ces techniques s'avèrent efficaces mais jugées trop lourdes à mettre en œuvre rapidement. Nous estimons qu'une telle optimisation, n'apporterait pas grand-chose comparé au besoin final et aux difficultés supplémentaires que ces compensations pourraient apporter, d'autant plus que le temps d'exposition à la solution n'est pas considérable, sachant que la dégradation en est proportionnelle. De plus ces défauts ne sont pas produits au niveau du résonateur.

- Une autre observation curieuse a été faite au niveau des plans {111}. Pour une solution KOH élevée à une température de 55°C, le plan (111) a été attaqué aussi vite que le plan (100) comme nous pouvons le voir sur la figure 5.47.
- Les vitesses de gravure de l'oxyde thermique de masquage (1 µm) ont été mesurées pour les deux températures et nous obtenons, 0,75 nm/min pour 55°C, et 1,72 nm/min pour 70°C. Nous optons alors pour un bain de 40 % à 70°C qui correspond à la meilleure sélectivité entre les faces, avec un rapport de 1 pour 150. Nous pouvons donc conclure que la température joue un rôle déterminant dans le procédé de gravure alcaline KOH.

- Nous pouvons aisément calculer la distance due à l'angle caractéristique KOH :

$$\tan \alpha = \frac{h}{a} \Rightarrow a = \frac{h}{\tan \alpha} = 14,2 \mu\text{m pour } h \approx 20 \mu\text{m} \quad (5.9)$$

Ce résultat corrobore avec les mesures au MEB présentée dans la figure 5.48. Ceci implique l'élargissement des CIAs d'environ  $15 \mu\text{m}$  sur chaque côté. Une fois les CIAs concrétisées, l'oxyde servant de masque à la gravure KOH est éliminé dans un bain BHF suivi d'un rinçage à l'eau déionisée et séchage à l'azote.

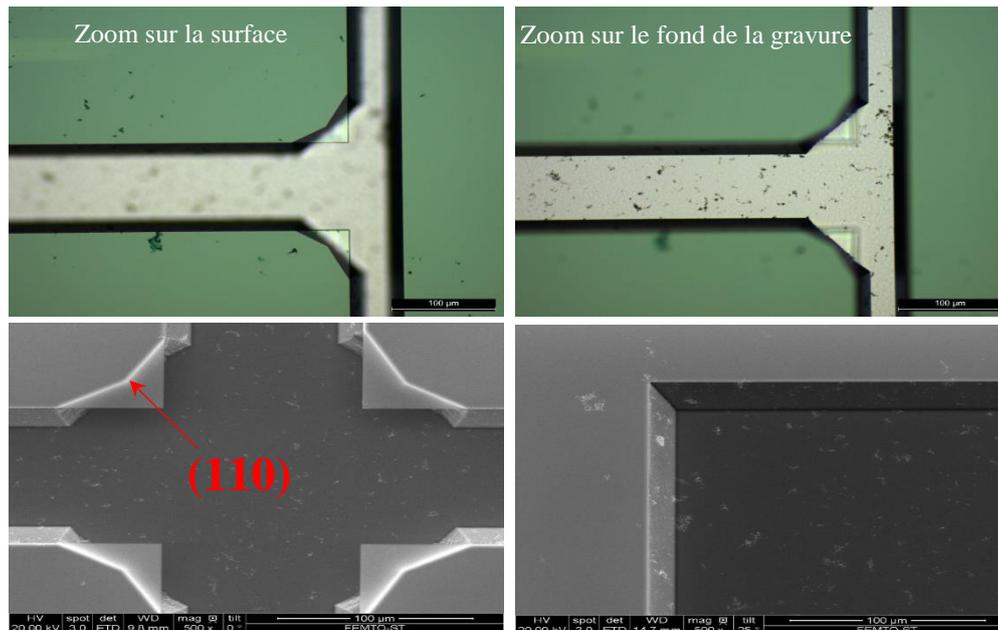


FIG. 5.46 - Mise en évidence la sélectivité de gravure entre les faces cristallines du silicium dans un bain alcalin. Solution KOH [40 % à 70°C]. Haut : Images microscopiques, Bas : Photographies MEB.

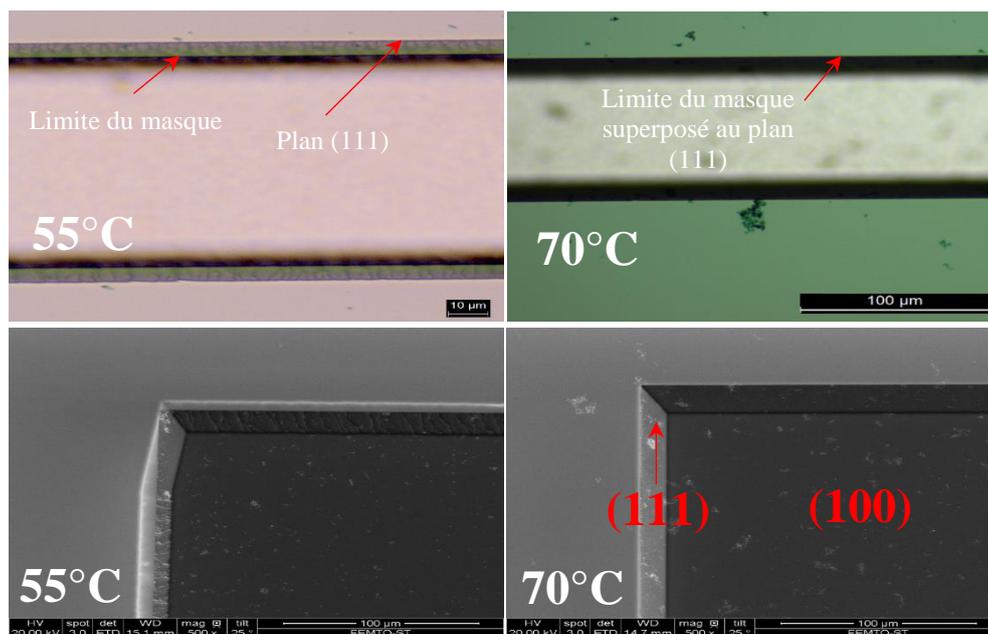


FIG. 5.47 - Impact de la température sur la vitesse d'attaque des faces cristallines du silicium. Haut : Images microscopiques, bas : Photographies MEB.

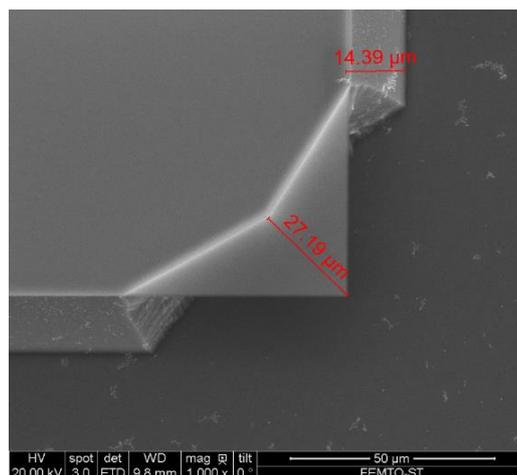


FIG. 5.48 - Photographie MEB montrant la mesure de la distance latérale due à la gravure alcaline (KOH).

## 5.5.2 Réalisation du gap électrostatique « Technique de spacer »

Un des aspects critiques de la fabrication du C-BAR, et pour tous les microsystèmes capacitifs en générale, particulièrement quand l'effet recherché en dépend, est le dimensionnement du gap électrostatique. Ce gap est obtenu indirectement, c'est-à-dire par des procédés indépendants de l'alignement et de la résolution du masque. Sa définition fait intervenir la technique de « spacer » qui consiste en un dépôt d'un matériau d'une épaisseur contrôlable à des dizaines de nanomètres près faisant office de calle à la périphérie de la puce. Cette technique aura pour avantage de pouvoir envisager plusieurs entrefers sur plusieurs substrats puisque les épaisseurs ne vont dépendre que du temps de dépôt.

En faisant abstraction de l'éventuelle couche de passivation déposée sur l'électrode de l'élément « base », le gap est uniquement fixé par l'épaisseur du spacer en or, car les couches d'or des électrodes supérieure et inférieure sont d'épaisseur constante (environ 250 nm). Il faut alors tenir compte de la diminution du gap induite par l'épaisseur de l'éventuel dépôt de diélectrique, auquel cas, la non considération de cette couche peut remettre en cause le point de fonctionnement du résonateur.

À ce niveau, l'élément de 'base' supportera deux métallisations, à savoir, le spacer et l'électrode inférieure. Les deux couches sont de même nature (*cf.* 4.2.2), il est alors indispensable de définir les méthodes de réalisation de chaque niveau. Cependant, il est difficile voire impossible d'envisager la réalisation des deux niveaux par procédé direct, c'est-à-dire, par voie chimique, au risque de ne pas contrôler la sélectivité de gravure entre la couche du spacer et celle de l'électrode inférieure. Nous avons donc jugé juste de réaliser en premier lieu le spacer par procédé direct, suivi d'un procédé lift-off pour la structuration de l'électrode supérieure.

### 5.5.2.1 Dépôt de la couche de métal

Il s'agit de réaliser un dépôt métallique pleine plaque parfaitement contrôlé sur toute la surface du wafer. Cependant, le choix du procédé de dépôt est crucial à ce niveau de réalisation. Il est donc évident de recourir à la technique de dépôt par évaporation car plus efficace en termes d'uniformité et d'homogénéité des films déposés comparé à la pulvérisation cathodique

selon le tableau 5.2. Nous rappelons que dans le cadre de ces travaux, quatre variantes de gaps ont été réalisées. Trois d'entre elles comportent une couche de passivation d'environ  $100\text{ nm}$ , ce qui revient à déposer des couches de Cr/Au d'épaisseurs égales à  $300\text{ nm}$ ,  $500\text{ nm}$  et  $800\text{ nm}$ , et une quatrième variante où l'entrefer n'est pas protégée et fait  $700\text{ nm}$  d'épaisseur. Pour un bon contrôle de la quantité d'or consommée pendant le dépôt ainsi que pour éviter l'épuisement de la matière au cours du dépôt, le spacer a été déposé en multicouches. Il est donc nécessaire d'effectuer la gravure chimique en plusieurs étapes en suivant l'ordre inverse de dépôt des couches de Cr/Au.

### 5.5.2.2 Photolithographie du niveau métal

Pour le démonstrateur fonctionnant en mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur, aucune ligne d'accès ni plot sont à prévoir (Fig. 5.49-a). En ce qui concerne le résonateur opérant sur l'harmonique 3 d'extension-compression d'épaisseur, il est nécessaire de prévoir des lignes métalliques entre le contact des électrodes, que nous avons réalisées sur l'élément vibrant, et des plots sur lesquels nous contacterons des pointes pour faire fonctionner le résonateur (Fig. 5.49-b). La figure ci-dessous montre le résultat de reproduction de ce masque par étape de photolithographie sur la plaquette de silicium précédemment revêtue de Cr/Au sur la totalité de sa face supérieure. L'épaisseur de résine mesurée après développement est de  $1.33\text{ }\mu\text{m}$  environ. Ce qui indique une très bonne maîtrise du procédé lithographique de la résine positive S1813. Aussi, comme nous pouvons le constater sur la figure 5.50, le contrôle des motifs après développement de la résine indique un bon respect des dimensions entre ce qui est dessiné sur le masque et les mesures au microscope optique.

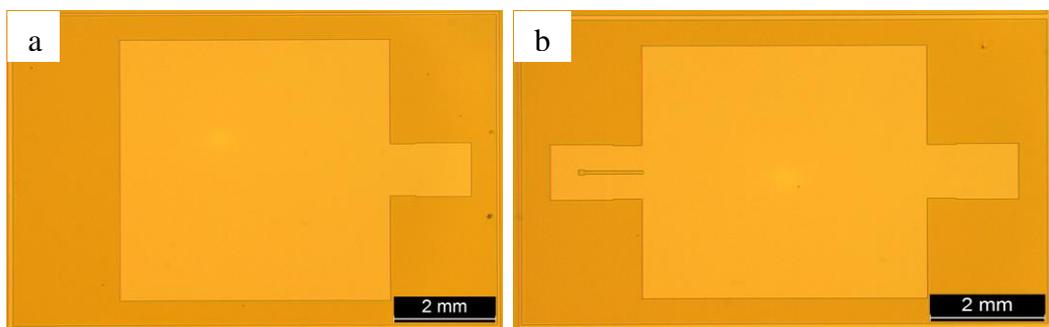


FIG. 5.49 - Image au microscope optique du masque de résine utilisé pour la réalisation du spacer en or. a) résonateur en  $TE_1$ , b) Résonateur en  $TE_2$ .

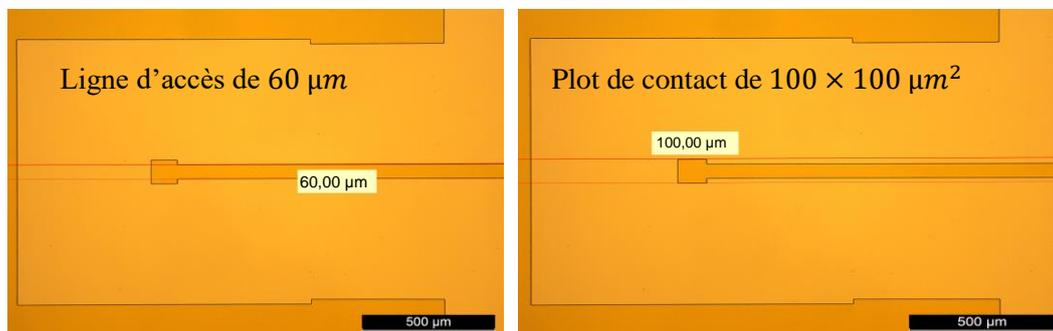


FIG. 5.50 - Image au microscope optique pour le contrôle des motifs après développement de la résine positive.

### 5.5.2.3 Gravure du métal

Comme pour la structuration de l'électrode supérieure, les échantillons sont immergés dans deux bains chimiques dédiés à la gravure de l'or et du chrome respectivement. Des images au microscope optique (Fig. 5.51) permettent d'observer les plaquettes après gravure et stripage de la résine de masquage.

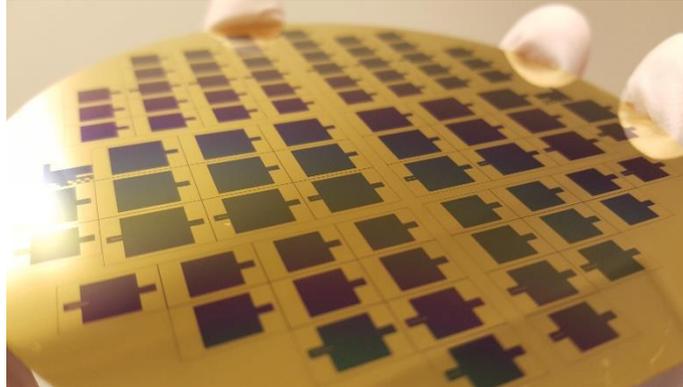


FIG. 5.51 - Gravure chimique du Cr/Au pour la structuration du spacer (wafer finalisé).

La figure 5.52 montre la sous-gravure mesurée dans le cas de couches de spacer d'importantes épaisseurs, typiquement  $800\text{ nm}$ . Nous notons une sous-gravure importante, de l'ordre de 500 % de l'épaisseur gravée (la sous-gravure augmente plus vite que l'épaisseur). Cependant, pour une épaisseur réduite, cette sous-gravure ne posera pas de problèmes conséquents. Les sous-gravures mesurées pour les spacers de  $300\text{ nm}$  sont du même ordre de grandeur que celles obtenues au niveau des électrodes supérieures, à savoir,  $1,7\text{ }\mu\text{m}$ , ce qui permet de valider l'étape.

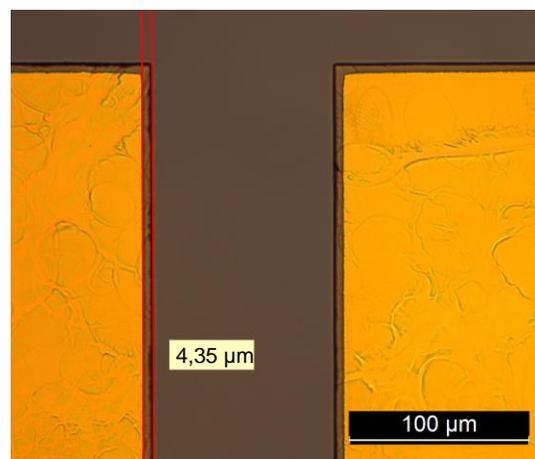


FIG. 5.52 - Image au microscope optique de la sous-gravure de la couche Cr/Au dans le cas d'un spacer de  $800\text{ nm}$ .

### 5.5.2.4 Résultats de la réalisation

Pour vérifier la reproductibilité du procédé, il est important de mesurer les épaisseurs des couches déposées. Pour cela, nous avons réalisé des semi-cartographies d'épaisseur sur l'ensemble des plaquettes.

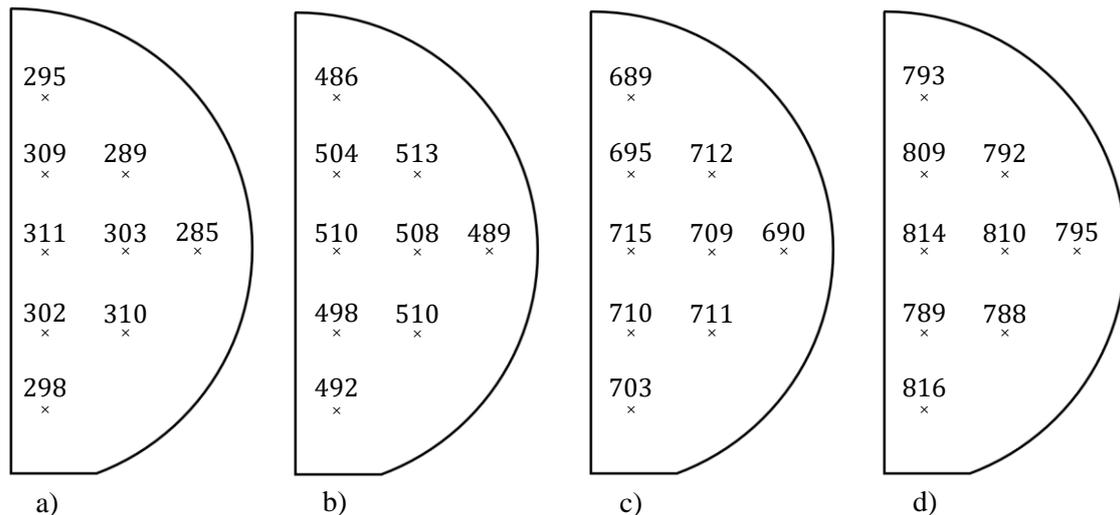


FIG. 5.53 - Cartographie mettant en évidence la dispersion en épaisseur des couches de spacers déposés par évaporation. Les couches déposées font a) 300 nm, b) 500 nm, c) 700 nm et d) 800 nm. Les valeurs sont données en nanomètres.

La figure 5.53 illustre les différentes épaisseurs du spacer mesurées sur un demi wafer en fonction des gaps ciblés en tenant compte de la couche de passivation faisant 100 nm d'épaisseur. Comme nous l'avons dit plus haut, la méthode de dépôt par évaporation offre une bonne uniformité des couches déposées. En effet, nous observons une dispersion en épaisseur de  $\pm(10$  à  $15$  nm) environs. Cet écart relativement faible reste tolérable mais doit tout de même être considéré dans l'élaboration du design dans le but d'estimer le désaccord dans les résultats de caractérisation dû à ces incertitudes dans la micro-fabrication. Un petit calcul trivial nous a permis d'estimer l'impact de cette dispersion en épaisseur sur la tension de pull-in des différentes structures. Nous estimons une variation de  $\pm 7,8\%$  sur les tensions de pull-in simulées numériquement (cf. Tableau 4.3) correspondant à  $\pm 15$  nm sur l'épaisseur du spacer.

### 5.5.3 Structuration de l'électrode inférieure

Cette étape consiste en la structuration de la contre électrode sur la surface supérieure du wafer « base ». Cette étape est réalisée en dernier lieu afin d'éviter tout risque de contamination de la surface qui va être mise en regard avec l'électrode supérieure définissant la zone active du résonateur. Comme nous l'avons dit plus haut, nous avons opté pour un procédé lift-off [Ressources MIMENTO] à ce niveau de la réalisation. Pour cela, le procédé photolithographique retenu pour la mise en œuvre de cette étape, repose sur l'utilisation d'une couche de résine photosensible inversible en AZ5214 (c'est-à-dire avec une phase d'inversion) car les zones à graver sont opaques sur le masque. 10 nm de Cr et 150 nm d'or sont évaporés sur la face comportant les motifs issus de l'étape de photolithographie. L'évaporation sous vide est la technique la plus adaptée ici car elle constitue la technique qui donne le moins de recouvrement au niveau des flancs, ce qui facilite amplement le lift-off. Il est important de souligner que ce procédé exige un rapport d'aspect couche déposée/résine qui équivaut 1/3. Le contrôle au profilomètre de la résine déposée après lift-off indique une épaisseur de 1,2  $\mu\text{m}$  (Fig. 5.54-a). Ceci est largement suffisant pour l'épaisseur du métal visée remplissant ainsi la condition du lift-off. Nous notons un bon respect des motifs retranscrits du masque vers la résine. Ce qui implique une bonne maîtrise du procédé de photolithographie de résine

inversible. La figure 5.54-b montre une image réelle du wafer après structuration de l'électrode inférieure.

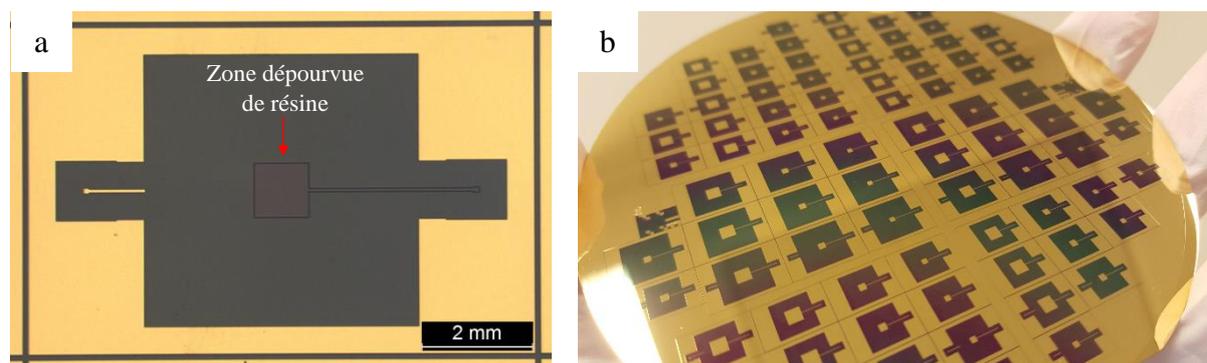


FIG. 5.54 - Structuration de l'électrode inférieure. a) Image microscopique de l'étape de photolithographie pour un procédé lift-off, b) Image réelle du wafer après gravure du Cr/Au.

#### 5.5.4 Passivation

Afin de réduire le taux de claquage des dispositifs aux fortes valeurs de polarisation typiquement à partir de  $V_{ac}$  voisin de  $100\text{ V}$  lors des caractérisations finales, l'interposition d'une couche d'oxyde de  $100\text{ nm}$  est à prévoir dans le gap électrostatique. L'oxyde d'aluminium (où alumine,  $Al_2O_3$ ) est le matériau qui a été retenu à cet effet. L'alumine n'est pas un excellent isolant, mais compte-tenu des opérations électriques envisagées (basses fréquences, faibles niveaux de tension, le champ électrique de claquage de l' $Al_2O_3$  étant de l'ordre de  $130\text{ V}$ ), il est amplement suffisant. Ne disposant pas de moyen d'attaque chimique d' $Al_2O_3$  au sein de la centrale technologique MIMENTO, nous avons opté pour un procédé lift-off pour la réalisation de la couche de passivation. En effet, ce procédé est utile pour déposer des motifs de matériaux difficiles à graver. À la différence du procédé directe, c'est-à-dire, structuration par gravure humide, le lift-off à ce niveau du procédé, permet de se prémunir contre le risque de délamination de la couche d'or (issue des étapes précédentes, spacer et l'électrode inférieure) lors de la définition de la zone de passivation par gravure de l'oxyde avec des solutions chimiques pouvant interagir avec l'or.

Une question cruciale à laquelle il faudra répondre judicieusement est celle liée au piégeage de l'énergie vibratoire au sein du résonateur :

*Sur quelle électrode devons-nous prévoir cette couche de passivation sans influencer négativement le piégeage de l'énergie vibratoire dans la zone de confinement du résonateur ?*

D'après les conclusions tirées de l'étude effectuée au chapitre 3 concernant le piégeage, il est préférable de déposer la couche de passivation sur l'électrode de la partie acoustiquement inerte afin de limiter les pertes acoustiques. La couche structurée d' $Al_2O_3$  de  $100\text{ nm}$  recouvre la surface de l'électrode (Fig. 5.55-a) mais s'étend également sur la surface de la ligne d'accès (Fig. 5.55-b).

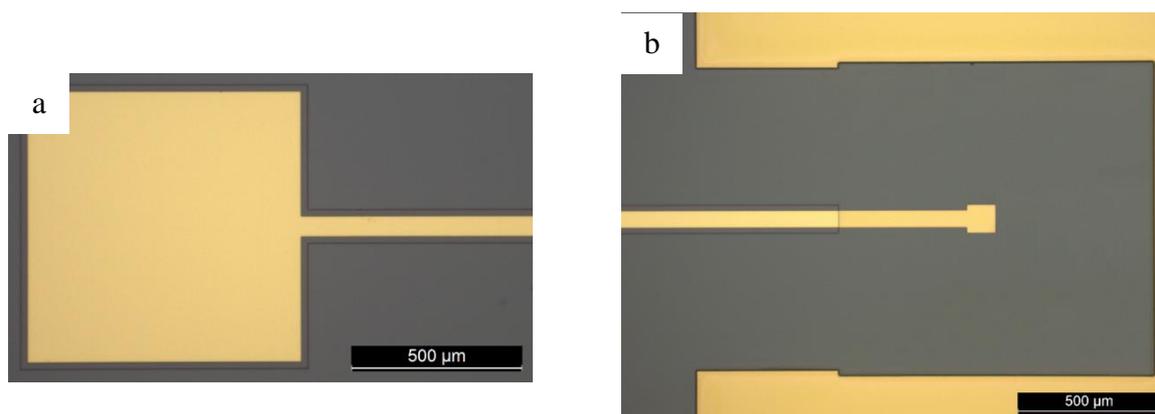


FIG. 5.55 - Image microscopique de l'électrode inférieure passivée avec de l' $Al_2O_3$ . a) Vue au niveau de l'électrode, b) Vue au niveau de la ligne d'accès.

## 5.6 Assemblage

Une fois l'« élément vibrant » ainsi que la « base » achevés, vient alors l'étape de solidarisation de ces deux parties. Cette étape permet la formation du résonateur et le gap électrostatique associé. Nous avons adopté dans le cadre de ces travaux la technique de scellement par thermocompression or-or proposée par Baron [Lebrasseur et al., 2012]. Le procédé proposé, permet d'avoir des structures non hermétiques, c'est-à-dire, qu'après scellement de l'« élément vibrant » avec la « base », le gap électrostatique ainsi formé est à pression atmosphérique (cf. 4.2.4.1). La technique de thermocompression nécessite des états de surfaces irréprochables afin que l'assemblage soit résistant. Aussi, avant tout collage, une étape de post-traitement est indispensable, consistant en la réactivation des surfaces en cause, permettant ainsi la production d'un collage conforme, c'est-à-dire, absence totale de sites non-collés. Les wafers sont ainsi prêts à être collés. La technique de thermocompression or-or consiste à trouver un compromis entre la température/pression/rapport de surface conduisant à un collage fiable, résistant à la découpe. Il s'agit de jouer sur les deux paramètres essentiels qui entrent en jeu dans le processus de collage par thermocompression, à savoir, la température et la pression appliquée (4000 N à 350 °C). Tout l'enjeu est de conserver un bon alignement entre les deux parties du résonateur (Fig. 5.56). La figure 5.57 montre les wafers après scellement avec des images microscopiques de quelques variantes réalisées au cours de cette fabrication.

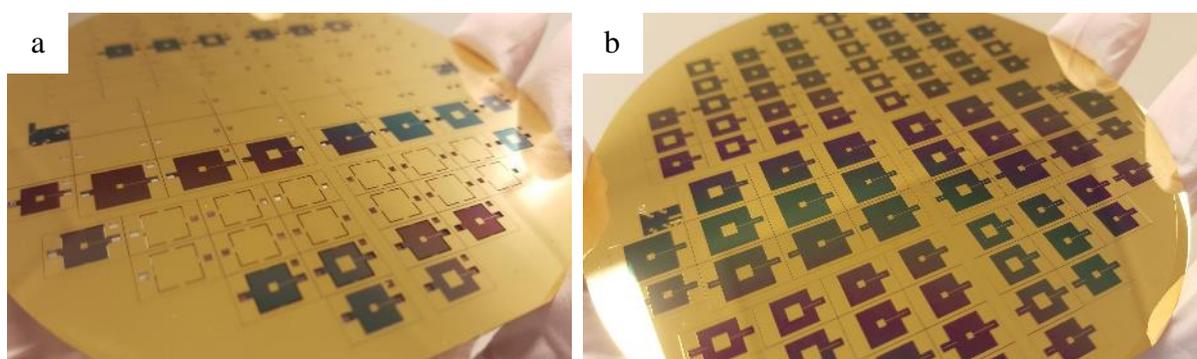


FIG. 5.56 – Faces de wafers prêtes à l'étape de scellement. a) face inférieure de l'élément vibrant, b) Face supérieure de la base.

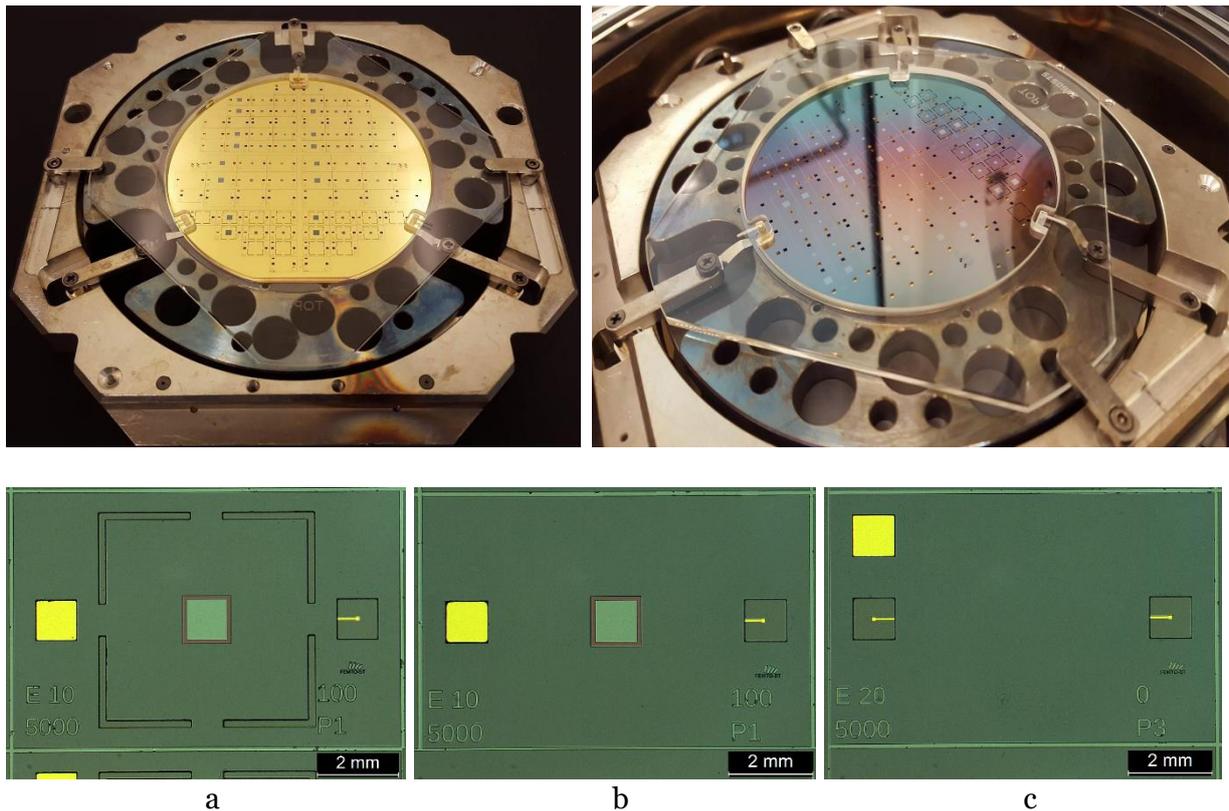


FIG. 5.57 – Photographies des dispositifs après assemblage. En haut : Dispositifs à base d’une structure de piégeage double mesa-inversée (droite), dispositifs à base d’une structure de piégeage à l’or (gauche). En bas : Images microscopiques de quelques variantes réalisées. C-BAR d’une membrane de  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ , une électrode de  $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$  opérant en  $TE_1$  et disposant d’une structure de piégeage double mesa-inversée de  $100 \mu\text{m}$  d’éloignement a) avec tranchées, b) sans tranchées, c) C-BAR d’une membrane de  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$  avec une électrode de  $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$  opérant en  $TE_3$ .

## 5.7 Premières caractérisations

### 5.7.1 Préparation à la caractérisation

Nous décrivons dans cette section les caractérisations des résonateurs C-BAR dont nous avons précédemment décrit la technologie de réalisation. La géométrie des vias, n’étant pas prévue pour des caractérisations électriques de nos résonateurs dans le testeur sous-pointes de l’équipe CoSyMA, il a donc fallu détecter dans un premier temps les puces susceptibles de répondre, exemptes de court-circuit, ceci n’étant possible que sur les variantes sans couche de passivation. Il a ensuite fallu réaliser des PCB recevant les connecteurs SMA pour la connexion à l’analyseur de réseau. Nous n’avons pas découpé les wafers pour éviter toute perte globale en cas de problème lors de l’opération finale de dicing. Il a donc été nécessaire d’assurer la reprise de contact par pontage filaire (wire bonding) entre un grand PCB et le sandwich de 4 pouces (Fig. 5.58-a). Cette procédure a été rendue possible par le fait que notre conception préserve l’isolation électrique individuelle de chaque puce au sein de l’empilement de wafers. La figure 5.58-b ci-dessous montre une photo du pontage au fond d’un via. Notre conception s’avère satisfaisante dans ce domaine, les pontages ayant pu être effectués normalement.

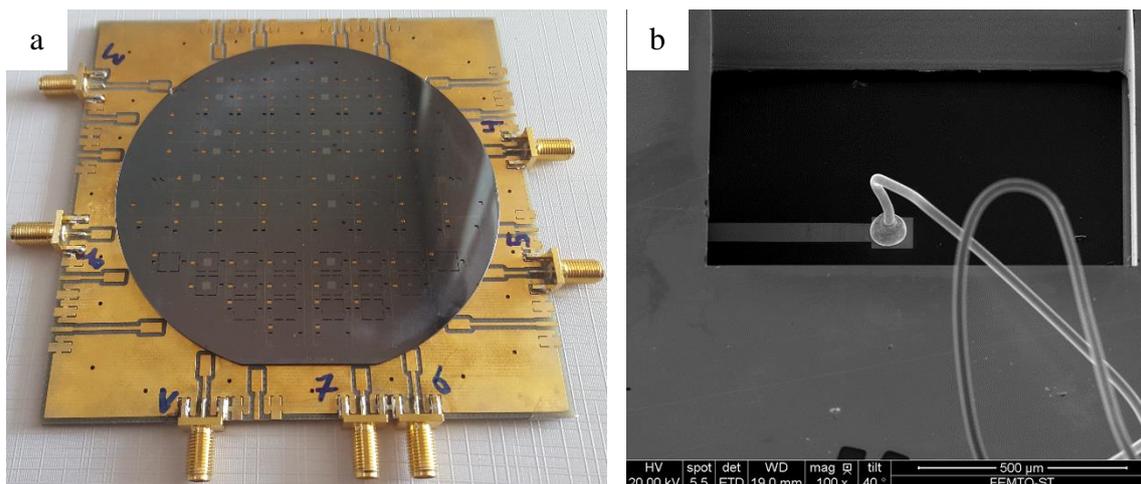


FIG. 5.58 – Préparation à la caractérisation des C-BAR. a) Photo du sandwich résonateur monté sur une plaque PCB, b) Photographie MEB du wire-bonding.

### 5.7.2 Banc de mesure du C-BAR

La figure 5.59 ci-après présente le schéma de montage réalisé pour la caractérisation des résonateurs. Les caractérisations dynamiques ont été menées à l'aide d'un analyseur de réseau, ainsi que d'une alimentation stabilisée pour la tension de polarisation. Les mesures nécessitent l'emploi de tés de polarisation garantissant une tenue à des tensions DC élevées. En effet, le claquage d'un condensateur présent dans ces tés se traduirait systématiquement par la destruction de l'étage d'entrée du VNA, équipement coûteux et nécessaire aux autres chercheurs de l'équipe. Dans le cas présent, la tenue des tés de polarisation utilisés était garantie jusqu'à 1000 V DC et nous n'avons pas eu de problème avec les tés.

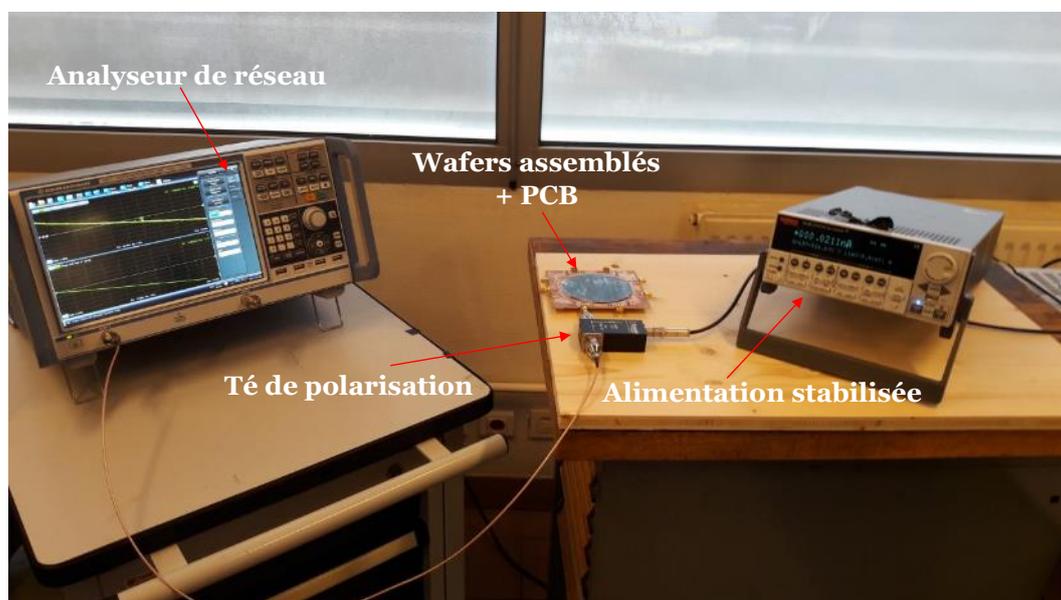


FIG. 5.59 - Schéma du montage pour les caractérisations électriques en dynamique des résonateurs C-BAR à détection capacitive.

### 5.7.3 Caractérisation

Une seule puce a permis d'obtenir des données de réponse électrique répétables, les autres puces ayant donné lieu à des artefacts ou à un court-circuit. Nos résonateurs étant des dipôles électriques, la comparaison entre l'estimation théorique et les données brutes recueillies par le VNA doit être faite après conversion des valeurs du paramètre S de réflexion  $S_{11}$  en admittances à l'aide des formules données par [Pozar, 1996]. Les courbes d'admittance ainsi obtenues et présentées sur la figure 5.60 ci-après ont été relevées sur cette puce E20\_5000\_100 : surface du gap  $5000 \times 5000 \mu\text{m}^2$ , électrodes  $2000 \times 2000 \mu\text{m}^2$ , surface de la cavité centrale de piégeage identique à celle des électrodes, deuxième marche étendue de  $100 \mu\text{m}$  au-delà de la première. Le gap vaut théoriquement  $700 \text{ nm}$  sur ce type de résonateur, dépourvu de couche de passivation. Conformément aux conclusions du chapitre 4, les performances attendues de cette variante ne sont pas optimales.

Les courbes d'admittance montrent une forte dépendance du niveau de base de la réponse vis-à-vis de la tension de polarisation. L'extraction de la capacité statique par l'analyseur de réseau à partir des réponses obtenues en l'absence de polarisation indique une capacité de  $29 \text{ pF}$ , largement supérieure au calcul théorique, prédisant une valeur de  $50 \text{ pF}$ .

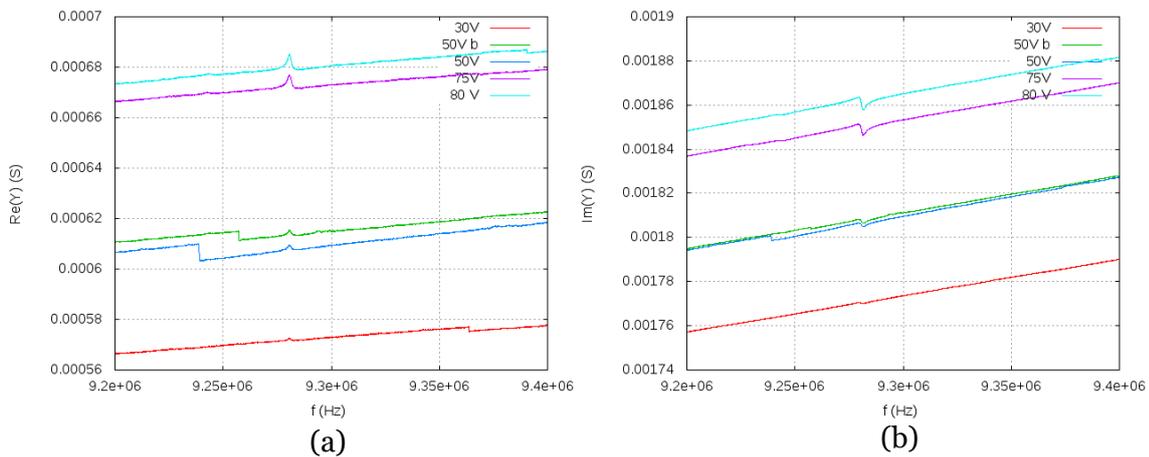


FIG. 5.60 – Courbes d'admittance du C-BAR de caractéristiques « E20\_5000\_100 » pour différentes tensions DC. a) Partie réelle, b) Partie imaginaire.

La cause de la valeur anormale de la capacité reste conjecturale, puisqu'elle est attribuable soit à la présence de capacités parasites en série avec le MEMS, soit à un défaut dimensionnel du gap. Les capacités parasites ne devraient en principe pas être interconnectées en raison de la faible conductivité des wafers Fusion Zone, que nous n'avons malheureusement pas eu la possibilité de mesurer, compte tenu des autres tâches à réaliser. Par ailleurs, on s'attend à ce que la pression exercée lors de la procédure d'assemblage résulte en une augmentation de la capacité statique en cas d'écrasement uniforme de la couche d'espacement. Par contre un défaut de répartition de la pression pourrait résulter en un décollage partiel dans certaines régions, difficilement détectable tant que les puces ne sont pas découpées.

La figure 5.61 présente un zoom sur la partie réelle de l'admittance représentée en échelle linéaire, obtenue pour  $V_{dc} = 80 \text{ V}$ . Il n'est pas possible d'estimer le coefficient de surtension par la largeur de la courbe de conductance à mi-hauteur, en raison de la hauteur réduite du pic de surtension.

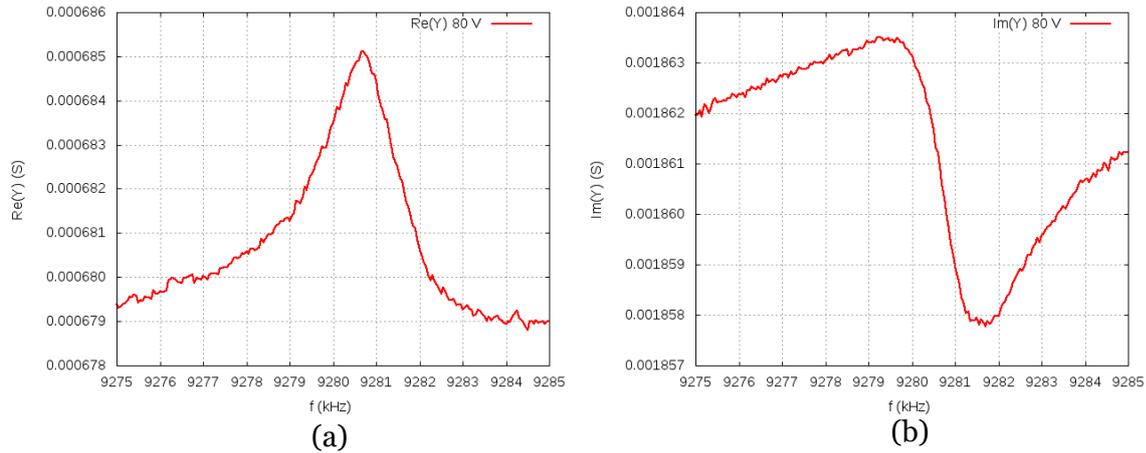


FIG. 5.61 – Zoom sur la courbe d'admittance de la figure 5.59 pour une tension DC de 80 V. a) Partie réelle, b) Partie imaginaire.

Les travaux antérieurs de M. Ivan avaient souligné [Dulmet et al., 2016] qu'il était relativement difficile d'obtenir précisément les paramètres électriques de ce type de résonateur par un algorithme d'extraction automatique en une seule passe de l'ensemble des paramètres du circuit MBVD par méthode de moindres carrés. Cependant, il est toujours possible d'obtenir séparément une estimation du coefficient de couplage à partir la formule (5.10) et du coefficient de surtension à partir de la pente maximale de la courbe de phase :

$$Q = -\frac{\omega}{2} \frac{d\varphi}{d\omega} \quad (5.10)$$

La coefficient  $k^2$  ainsi obtenu pour  $V_{dc} = 80$  V à l'issue de ce processus atteint la valeur  $1,14 \times 10^{-4}$ , à comparer à une estimation théorique de  $1,09 \times 10^{-4}$  établie en appliquant la formule théorique (2-83) au gap prédit par Comsol pour une tension de polarisation de 81 V<sub>DC</sub>. L'écart théorie-expérience est donc voisin de 4 % dans ce cas.

Nous avons appliqué la formule (5.10) ci-dessus à la pente maximum de la courbe de phase reproduite ci-après (Fig. 5.62).

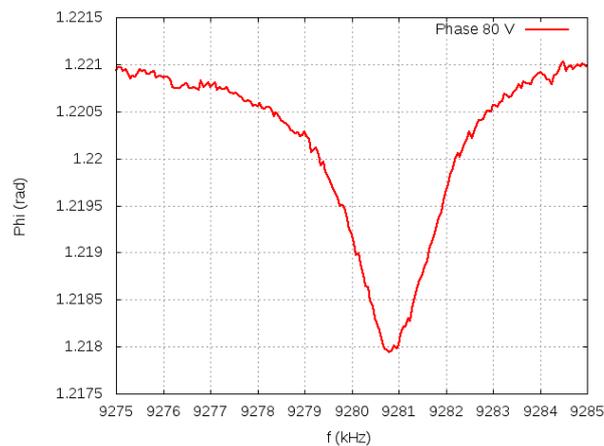


FIG. 5.62 - Courbe de phase du C-BAR de caractéristiques « E20\_5000\_100 » pour une tension DC de 80 V.

À l'inverse du coefficient de couplage assez satisfaisant, le coefficient de qualité déduit des mesures est très insuffisant, de l'ordre de 30, ce qui ne correspond évidemment pas à nos

attentes. On observe donc une difficulté d'interprétation de ces résultats quelque peu contradictoires.

À titre d'exemple, la figure 5.63 présente une simulation obtenue pour les mêmes caractéristiques géométriques théoriques et en supposant un  $Q$  de 1000, valeur déjà pessimiste en termes d'exploitation du résonateur.

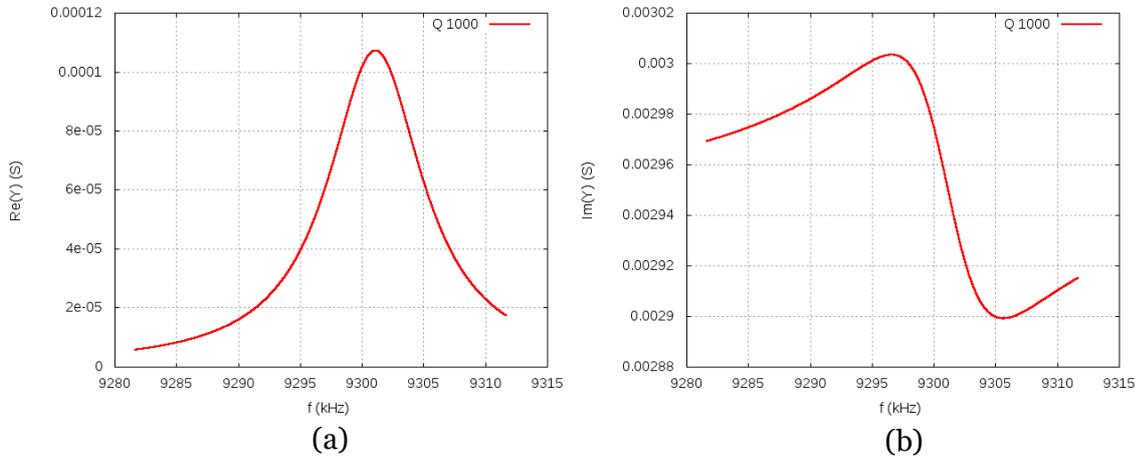


FIG. 5.63 – Partie réelle (a), partie imaginaire (b) de l'admittance du C-BAR de caractéristiques « E20\_5000\_100 » obtenue par simulations électriques ADS.

Pour apporter un complément d'information nous aidant à faire face à la difficulté d'interprétation des résultats obtenus, nous avons mesuré la planéité globale des wafers tant vierges qu'assemblés à l'aide d'un équipement de type Zygo. Nous reproduisons les résultats d'une mesure typique d'un wafer non vierge sur les figures 5.64-a & b ci-après. Les données collectées révèlent une flèche importante du wafer, de l'ordre de  $40 \mu m$  sur un diamètre du wafer (Fig. 5.64-b).



FIG. 5.64 – Mesure de la planéité global des wafers vierges utilisés pour la fabrications des C-BAR.

L'existence d'une flèche importante relevée sur les wafers vierge a été confirmée par la mesure d'un wafer d'éléments vibrants traité, mais non assemblé (Fig. 5.65-a). La valeur de la flèche est plus faible, mais reste considérable, de l'ordre  $25 \mu m$ . Ceci peut s'expliquer par les multiples événements thermiques générés au cours du processus de fabrication, notamment l'oxydation thermique à  $1050^{\circ}C$ , les dépôts d'or etc, susceptibles de relaxer partiellement des contraintes internes déjà présentes dans les wafers livrés. La figure 5.65-b, montre une photographie MEB d'une puce assemblée, découpée au niveau de sa zone de collage. Nous mesurons un gap d'environ  $8 \mu m$ . Ceci témoigne de la non planéité des wafers.

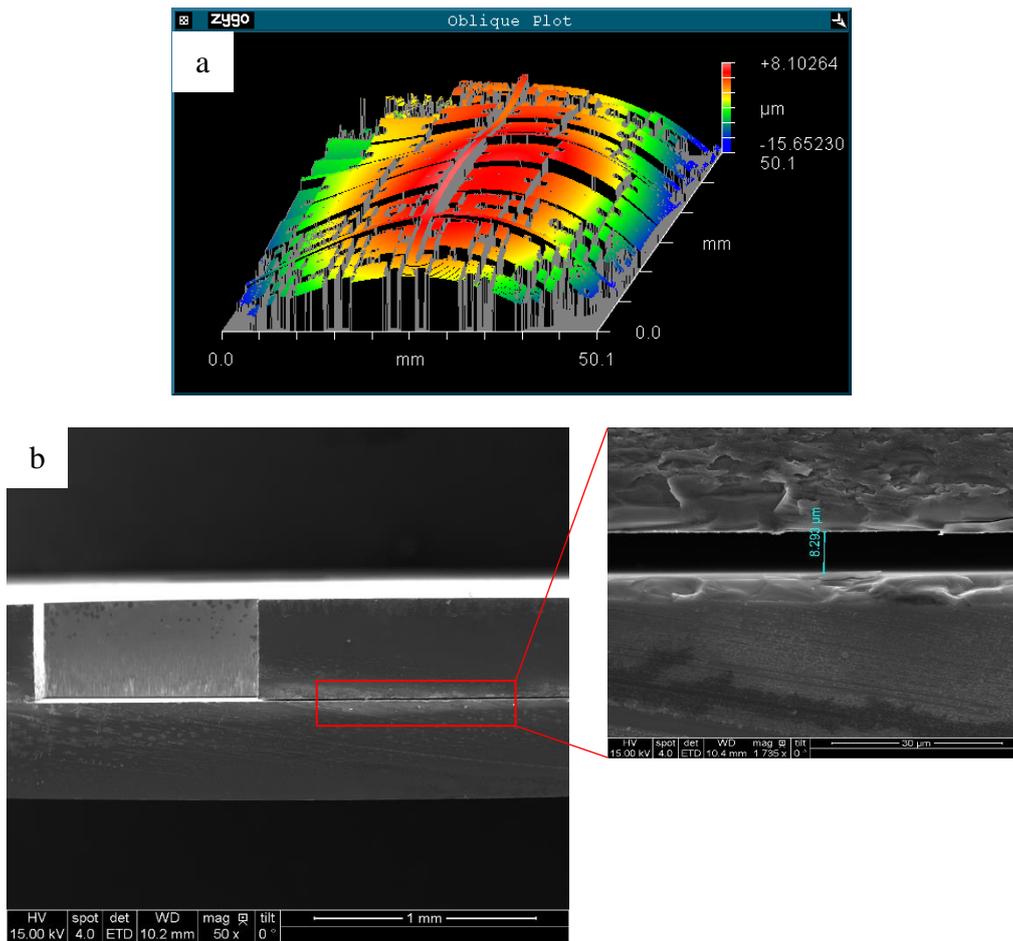


FIG. 5.65 – Conséquences de la planéité des wafers. a) Mesure de la planéité global d'un wafer d'éléments vibrants traité (avec le Zygo), b) Photographie MEB au niveau de la zone de collage après découpe d'une puce assemblée.

## 5.8 Conclusion

La première partie de ce chapitre a proposé une description générale du procédé de fabrication issu des modélisations des chapitres 3 et 4. Nous avons ensuite détaillé les étapes technologiques permettant la réalisation de l'élément vibrant, support de l'électrode supérieure mobile. La technologie a été pensée pour autoriser la réalisation de plusieurs géométries sur un même wafer sans ajustement. Il s'agit d'un avantage souvent mentionné de la micro-fabrication en salle blanche, mais pas toujours réalisable. Ainsi, deux variantes principales ont été réalisées pour cet élément en termes de mode de fonctionnement :  $TE_1$  et  $TE_3$ . En termes de structures de piégeage, les wafers comprennent les deux options suivantes :

- des structures mesa inversées, dont la marche est réalisée par structuration d'une couche d'environ 1micron d'or.
- une structure double mesa inversée où les marches sont réalisées à partir de deux croissances successives d'oxyde thermiques structurées selon deux variantes, à savoir un éloignement entre la cavité centrale et externe de 10mic et 100mic.

Les dimensions de la cavité centrale coïncident avec celles de l'électrode des puces et différentes tailles d'électrodes ont été réalisées : 800, 1000, 2000  $\mu m$ . Les étapes successives de croissance de l'oxyde de silicium se sont avérées laborieuses mais ont finalement été couronnées de succès.

La fabrication reste un domaine où de nombreux événements peuvent intervenir et affecter le fonctionnement du composant. La fabrication du C-BAR ne requiert que peu d'étape dites chaudes, c'est-à-dire peu de placements des wafers dans des fours à des températures élevées, si ce n'est l'étape d'assemblage par la technique de thermocompression, laquelle s'est faite en dessous de la température de diffusion ou de fusion des matériaux présents dans l'empilement. Ces étapes chaudes constituent un obstacle pour la co-intégration, car les hautes températures peuvent perturber les matériaux déjà présents (diffusion de dopants, oxydation, etc.). Cependant, d'autres étapes peuvent être critiques comme l'exposition aux plasmas pour les étapes de gravure profonde pouvant affecter l'état de surface du silicium. Ce point est particulièrement sensible dans la réalisation des tranchées au niveau de la membrane vibrante dont les performances en termes de facteur de qualité reposent sur les propriétés mécaniques du matériau utilisé.

Compte tenu de la résistivité très importante du silicium utilisé dans cette étude, la réalisation proposée évacuera les doutes qui pourraient subsister quant à un éventuel contact ohmique entre wafers et les surfaces conductrices ; de plus, l'ensemble de la chaîne des connexions électriques est isolé du potentiel des deux wafers par la croissance d'une couche d'oxyde thermique sur la totalité de la plaque de Si.

Au final, les wafers utilisés comme éléments vibrants ont pu passer individuellement toutes les étapes du procédé de fabrication sans rencontrer de difficulté insurmontable. Les wafers de support, plus simples, suscitaient peu d'inquiétudes.

Néanmoins, l'étape délicate à contrôler a bien été l'assemblage par thermocompression, même si la fragilisation des wafers par leur taux d'usinages traversants a bien été prise en compte dans la conception. En dépit des atouts indéniables qu'offrent cette technique, la difficulté à maîtriser des gaps électrostatiques relativement fins par la technique de scellement

par thermocompression rend le procédé délicat à reproduire et produire en grande série. Néanmoins, nous avons réussi à mener jusqu'au bout cette technique sur quelques dispositifs.

Malgré les difficultés rencontrées, toutes les étapes de la fabrication du C-BAR ont pu être menées jusqu'à la fin. Il est cependant très dommageable que la courbure des wafers ait constitué un défaut insurmontable pour l'obtention de résonateurs fonctionnels compte tenu du procédé de réalisation du gap par couche métallique d'espacement.





## CONCLUSIONS & PERSPECTIVES



# Conclusions et perspectives

**L**es travaux précédents ont permis de démontrer l'obtention de réponses mécaniques et électriques sur des modes fondamentaux d'extension–compression d'épaisseur à 10,3 MHz avec des structures verre–silicium dopé assemblées par soudage anodique. Les tranches de silicium restaient en pleine plaque : autrement dit, elles ne comportaient aucun usinage, la cavité du gap électrostatique étant réalisée par gravure RIE de la surface du wafer en verre en contact avec le silicium. L'épaisseur des gaps réalisés se situait entre 700 nm et 1,5  $\mu\text{m}$ . L'élément vibrant était par ailleurs défini par la région de la cavité, circulaire de rayon 5 mm dans le cas de ces travaux préliminaires, puisque le soudage anodique du wafer d'épaisseur 380  $\mu\text{m}$  avec le wafer en verre d'épaisseur 1 mm tuait la vibration dans la zone d'assemblage. Cette recherche préliminaire appelait cependant une continuation pour deux raisons essentielles : la modestie de l'efficacité du piégeage d'énergie, et l'occurrence de résistances de contact attribuées à la mauvaise qualité des vias réalisés par usinage ultrasonore au débouché des perçages, réalisés à l'unité, ce procédé étant par ailleurs incompatible avec une réalisation collective à grande échelle. Nous avons donc dû déployer nos efforts à la fois pour déterminer un dimensionnement acoustique tentant de réconcilier le piégeage d'énergie et le couplage électromécanique, et pour rechercher des technologies de micro-fabrication viables et compatibles avec la structure à gap parallèle à la surface du wafer de silicium utilisé comme élément vibrant.

La poursuite de ce double objectif nécessitait évidemment d'aborder l'état de l'art, comme nous l'avons fait dans le chapitre 1 de cette thèse. Cet état de l'art montre que l'approche dite C-BAR de notre équipe est relativement exotique par rapport aux travaux des autres équipes, la configuration la plus proche étant certainement celle des Si-Bar développés par F. Ayazi à Georgia-Tech. Cette première étude nous a permis de préciser les objectifs assignés aux C-BAR qui s'efforcent d'adapter à l'excitation électrostatique les principes acoustiques qui ont conduit au succès des résonateurs BAW dans une très grande partie du spectre radiofréquence, du résonateur à quartz pilotant les TCXO ultra-stables (à ce jour non supplantés) aux F-BAR embarqués dans les terminaux personnels.

Dans le chapitre 2, nous avons donc rappelé la modélisation directe de l'excitation/détection d'un résonateur capacitif vibrant en mode d'extension-compression d'épaisseur. Le grand facteur de forme des structures étudiées justifiait cette description unidimensionnelle, le principal enjeu de cette étude résidant dans l'obtention d'entreferes étroits, typiquement dans la plage 200—700 nm imposée par la technologie de gap parallèle à la surface du wafer. Nous avons pu mettre en évidence certaines limitations de la transduction électrostatique des modes d'épaisseur, notamment le fait que le couplage électromécanique n'augmente pas drastiquement lorsque la tension de polarisation se rapproche du seuil de collage. Nous avons également complété les premières remarques de M. Ivan sur l'influence d'une couche de passivation sur la capacité parallèle du circuit BVD, en identifiant l'effet de cette couche de passivation sur la composante dynamique de la force électrostatique, ce qui nous a permis de déterminer cette influence sur le coefficient de couplage électromécanique et donc sur la capacité motionnelle.

Les développements semi-analytiques du chapitre 3 étaient motivés par le besoin de comprendre les différents mécanismes de couplage acoustiques pouvant susciter l'apparition de modes parasites au voisinage des résonances d'extension compression d'épaisseur. En partant d'une étude analytique bidimensionnelle des ondes élastiques guidées dans le silicium, nous avons retrouvé les caractéristiques asymptotiques de la branche des courbes de dispersion à laquelle appartiennent les modes d'extension-compression d'épaisseur. Ceci nous a permis de déterminer en fonction du rang de partiel de la vibration les deux types de structuration des plaques en silicium favorables au piégeage d'énergie. Nos conclusions dans ce domaine sont en accord avec celles des travaux existants, mais nous avons pu étendre le modèle à une description analytique 3D qui nous a permis de cadrer les paramètres géométriques et dimensionnels des structures avant de procéder aux simulations numériques décrites dans le chapitre 4. Enfin, nous avons jeté les bases d'une méthode d'amélioration du piégeage d'énergie par structuration multiple d'une plaque mince. En effet, il est connu que les résonateurs à quartz à piégeage d'énergie par convexité de la plaque utilisés dans la plage de fréquences 5 – 20 MHz présentent d'excellents facteurs de qualité avec des facteurs de forme très inférieurs à ceux des résonateurs UHF à piégeage par dépôt d'électrode. À l'inverse, il est connu que la configuration de résonateurs BAW à piégeage par mass-loading ne donne que des résultats médiocres en dessous de 50 MHz. De premières tentatives de renforcement du piégeage par épaisseurs multiples avaient été faites à FEMTO-ST sur des résonateurs à quartz micro-usinés collectivement dans le cadre de l'ANR FREQUENCES, mais la maîtrise des paramètres s'était avérée trop difficile pour permettre d'aboutir. Nous espérons que la démarche que nous présentons pour exploiter le modèle à deux marches que nous avons élaboré permette de relancer les perspectives des résonateurs BAW micro-fabriqués en salle blanche et destinés à fonctionner dans la partie basse du spectre RF, entre 5 et 200 MHz.

Réalisées à l'aide du logiciel COMSOL-Multiphysics®, les simulations numériques 3D du chapitre 4 étudient d'abord l'effet de la tension de polarisation sur la déformation statique de la structure électromécanique, le comportement modal de celle-ci étant analysé ensuite. Le chapitre détaille également les aspects purement électriques des structures étudiées ainsi que l'effet de la polarisation sur la réponse harmonique des résonateurs au voisinage des résonances. Nous avons pu établir un résultat original en associant le calcul numérique des courbes de pull-in avec l'expression analytique du coefficient de couplage : le coefficient de couplage maximum obtainable au seuil de collage par pull-in ne dépend pas de l'épaisseur du gap. Ce résultat quelque peu étonnant à première vue trouve cependant ses racines dans le fait que la tension au seuil de collage est en réalité toujours fixée par la raideur mécanique de la plaque en flexion, indépendante du gap. La valeur limite du couplage dans la plage de dimensions et de fréquences que nous avons investiguée s'avère proche de  $k^2 \approx 10^{-4}$  dans le cas d'excitation par un seul gap électrostatique sur une des faces de la plaque vibrante. Les deux grandes orientations de solutions envisageables pour surmonter ce verrou sont la recherche d'un piégeage plus concentré et l'élaboration de structures à double gap symétrique. Ces dernières font l'objet de développement au sein de notre équipe mais elles resteront plus complexes à équilibrer dans notre configuration à empilement vertical que dans celle de Georgia-Tech, surtout dans l'hypothèse d'une montée en fréquence impliquant un amincissement important du wafer dans la région vibrante.

Les limitations pratiques du logiciel COMSOL en termes de ressources demandées sont clairement apparues pour le calcul de la réponse harmonique des structures lorsque la polarisation atteint des valeurs significatives. Cela s'explique par la non-linéarité du problème à proximité de la zone d'instabilité inhérente au seuil de collage. Ces limitations appellent le

développement d'outils de simulation spécialisés pour les résonateurs capacitifs à ondes de volume ou de plaque.

Nous avons aussi proposé à la fin du chapitre 4 une étude de la combinaison de conductances et de capacités intervenant dans les éléments parasites du circuit équivalent. Les capacités sont difficiles à éliminer totalement en raison de la permittivité du silicium et de la présence nécessaire de couches d'oxyde pour éliminer tout risque de diffusion du métal des électrodes. Les simulations ont permis de nous orienter vers le recours au substrat hautement résistif Float-Zone pour casser la chaîne de couplage entre les capacités parasites, aboutissant à une chaîne de faible impédance « feed-through » parallèle à la branche motionnelle du circuit équivalent. Toutefois, la capacité statique du gap reste incontournable étant donné les facteurs de forme nécessaires à l'obtention d'une force électrostatique significative. Les mesures confirment la nécessité de mettre au point une solution viable de compensation de cette capacité statique. Faute de temps, nous n'avons pas pu avancer sur cette problématique, pour laquelle d'autres laboratoires ont proposé des solutions que nous n'avons pas eu la possibilité d'étudier en détail, compte tenu de notre double investissement sur la conception acoustique et la technologie des composants électromécaniques.

La description de la technologie de C-BAR proposée au chapitre 5 montre au final un très grand écart entre les structures initiales de M. Ivan et celles que nous avons développées. La solution tout silicium nous a rapidement séduits par la possibilité d'accéder à des technologies de vias électriques largement présente dans la littérature de la micro-électronique. Donc, même si notre savoir-faire dans ce domaine resterait à consolider s'il devenait nécessaire de réaliser des vias à haut facteur de forme dans du silicium fortement dopé, les solutions standard de gravure humide ou DRIE nous permettent d'accéder relativement facilement aux couches conductrices sous-jacentes. La principale originalité de nos travaux dans le domaine technologique réside donc probablement dans le développement de structures à 2 wafers silicium assemblées par thermo-compression or-or, et recourant à une technique d'espacement par couche métallique déposée pour réaliser le gap électrostatique. Le développement de ces structures complexes était motivé par la volonté de viabiliser la technologie dans un contexte de micro-fabrication en salle blanche en moyenne série, tout en autorisant une bonne compatibilité avec la technologie C-MOS. Nos efforts n'ont malheureusement pas été couronnés de succès, la courbure inattendue des wafers Float-Zone ayant malheureusement mis en péril la qualité de l'assemblage et ruiné la sécurisation des fines cavités électrostatiques. En effet, la planéité des wafers est un point critique pour l'aboutissement du procédé de réalisation de gap par « spacer ». Il faut rappeler que le choix de cette technique était motivé par la volonté de proposer des solutions compatibles avec une production industrielle car elle a l'avantage de préserver les états de surface au niveau de la zone vibrante. Pour une réalisation ultérieure de démonstrateurs de laboratoire devant s'accommoder des imperfections géométriques des wafers autres que le seul TTV garanti par les fournisseurs, cette technique pourrait sans doute être éliminée par une gravure sèche du wafer de base assemblé avec l'élément vibrant.

En tout état de cause, mes travaux n'ont pas permis de valider la technologie d'assemblage or-or pour l'application visée, bien qu'elle ait largement fait ses preuves dans le domaine des H-BAR et de façon plus ponctuelle, dans celui des F-BAR. Toutefois, même s'il n'est pas possible de multiplier à l'infini les runs en salle blanche compte tenu des ressources à engager, nous savons que des pistes restent à explorer, par exemple les wafers SOI seront incontournables pour la montée en fréquence, sachant que ce besoin exprimé suffit à justifier la recherche de solutions différentes des cadres et poutres en flexion limitées par nature et dont

le succès doit beaucoup à un savoir-faire très avancé dans le domaine des électroniques de compensation. Par ailleurs, nos travaux ont permis d'avancer sur plusieurs points dans la compréhension des mécanismes de fonctionnement des C-BAR à énergie piégée en montrant clairement l'antagonisme entre piégeage et couplage. Nous espérons qu'à ce titre, ils contribuent à orienter la poursuite des travaux dans ce domaine, notamment dans le cadre l'ANR ROSCAMAR en cours avec l'objectif d'atteindre les 160 *MHz*.







# ANNEXES



# Annexes

## ANNEXE A – Expression de la force électrostatique

A.1 Obtention de l'expression de la composante dynamique de la force électrostatique de surface par développement limité

Démonstration :

Posons  $g' \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) = g_0 + \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right)$ . Nous avons alors d'après (2.19) et (2.20) :

$$F_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) - \bar{F}_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) = \frac{\varepsilon_0}{2} \left( \frac{V'^2}{2 \left[ g' \left( -\frac{h}{2} \right) \right]^2} - \frac{\frac{V'^2}{2} + 2 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \cos 2\omega t}{\left[ g' \left( -\frac{h}{2} \right) + \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) \right]^2} \right) \quad (\text{A.1.1})$$

Mais  $|\tilde{u}_3| \ll g'$  tant que nous ne sommes pas au seuil de collage. En effet  $\tilde{u}_3$  peut entrer en résonance mais le résonateur possède un amortissement intrinsèque et  $\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0$ . Nous faisons le développement limité suivant

$$\frac{1}{(g' + \tilde{u}_3)^2} \approx \frac{1}{g'^2} \left[ 1 - 2 \frac{\tilde{u}_3}{g'} \right] = \frac{1}{g'^2} - \frac{2 \tilde{u}_3}{g'^3} \quad (\text{A.1.2})$$

En reportant dans l'expression de la force dynamique, nous obtenons

$$F_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right) - \bar{F}_e \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \approx \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{V'^2 \tilde{u}_3}{g'^3} - \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{[g' + \tilde{u}_3]^2} - \frac{\varepsilon_0 \tilde{V}_0^2 \cos 2\omega t}{4 [g' + \tilde{u}_3]^2} \quad (\text{A.1.3})$$

Si nous substituons le développement limité partout, nous obtenons :

$$\tilde{F}_e(t) \approx \underbrace{\frac{\varepsilon_0 V'^2 \tilde{u}_3}{2g'^3} - \frac{\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{g'^2}}_{\text{Pulsation } \omega, \text{ amplitude ordre 1}} + \underbrace{\frac{2\varepsilon_0 \bar{V} \tilde{V}_0 \tilde{u}_3 \cos \omega t}{g'^3} - \frac{\varepsilon_0 \tilde{V}_0^2 \cos 2\omega t}{4g'^2} + \frac{\varepsilon_0 \tilde{V}_0^2 \tilde{u}_3 \cos 2\omega t}{2g'^3}}_{\text{Amplitude ordre 2}} \quad (\text{A.1.4})$$

Les équations de l'élasticité gouvernant le fonctionnement du MEMS sont linéaires. Donc  $\tilde{u}_3(t)$  doit être de la forme  $A \cos \omega t + B \sin \omega t$  en réponse à la sollicitation en  $\bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t$ , les constantes  $A$  et  $B$  étant proportionnelles au produit des amplitudes  $\bar{V} \tilde{V}_0$ . De ce fait, les termes

regroupés dans la deuxième accolade sont en  $\sin \omega t \cos \omega t$ ,  $\cos^2 \omega t$ , etc., et ne sont donc pas à la pulsation  $\omega$  mais au moins en  $2\omega$  et de plus toutes leurs amplitudes sont en  $\tilde{V}_0^2$ , donc petites devant les amplitudes gouvernant les termes de la première accolade. C'est ainsi que nous obtenons l'expression (I.5). Cette relation est importante. Nous l'écrivons à présent sous une forme plus condensée, en introduisant  $g' \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right)$  comme dans les calculs ci-dessus

$$\tilde{F}_e(x_1, x_2, t, \omega) \approx \varepsilon_0 \left[ \frac{V'^2 \tilde{u}_3 \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t \right)}{2 \left[ g' \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^3} - \frac{\bar{V} \tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[ g' \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right) \right]^2} \right] \quad (\text{A.1.5})$$

Cette expression linéarisée de la composante dynamique de la force électrostatique de surface constitue le terme de forçage dans les conditions aux limites associées aux équations aux dérivées partielles de l'élasticité, lesquelles sont linéaires. Des méthodes analytiques ou numériques sont employées pour calculer  $\tilde{u}$  dans l'ensemble du dispositif en fonction de  $\tilde{V}$ , du paramètre statique  $\bar{V}$  et de  $g' \left( x_1, x_2, -\frac{h}{2} \right)$  obtenu en résolvant le problème statique. Le problème dynamique est complètement linéaire.

---

## A.2 Calcul approché de $\tan \eta_n h$

Pour :  $\eta_n h \approx n\pi + \varepsilon_n$  nous pouvons écrire :

$$\tan \eta_n h = \frac{\sin \eta_n h}{\cos \eta_n h} \quad (\text{A.2.1})$$

Sachant que :  $\sin \eta_n h \approx (-1)^{\frac{n-1}{2}}$  et  $\cos \eta_n h \approx (-1)^{\frac{n+1}{2}} \varepsilon_n$  ,

d'où :

$$\tan \eta_n h \approx (-1)^{-1} \frac{1}{\varepsilon_n} \quad (\text{A.2.2})$$

### A.3 Calcul des intégrales nécessaires pour la détermination de la constante $H_n^{SFE}$

Nous avons deux intégrales à calculer :

$$\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3, \text{ et } \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3 \quad (\text{A.3.1})$$

avec

$$\hat{u}_3^n \approx A_n \sin \frac{n\pi x_3}{h}$$

$$\text{Posons : } J_1 = \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3 \text{ et } J_2 = \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3.$$

Sachant que

$$\begin{aligned} \sin \eta_n h' &\approx (-1)^{\frac{n-1}{2}} \quad \text{et} \quad \cos \eta_n h' \approx (-1)^{\frac{n+1}{2}} \varepsilon_n, \\ \text{avec } h' &= \frac{h}{2} \quad \text{et} \quad \eta_n h = n\pi, \end{aligned} \quad (\text{A.3.2})$$

Nous pouvons donc écrire :

$\begin{aligned} J_1 &= \int_{-h'}^{+h'} x_3 \hat{u}_3^n(x_3) dx_3 \\ &= A_n \left( -\frac{x_3 \cos \eta_n x_3}{\eta_n} \Big _{-h'}^{+h'} + \frac{1}{\eta_n} \int_{-h'}^{+h'} \cos \eta_n x_3 dx_3 \right) \\ &= A_n \left( -\frac{2h \cos \eta_n h'}{\eta_n} + \frac{2 \sin \eta_n h'}{\eta_n^2} \right) \\ &= A_n \left( \frac{2}{\eta_n^2} \left[ (-1)^{\frac{n-1}{2}} - (-1)^{\frac{n+1}{2}} \varepsilon_n h' \eta_n \right] \right) \\ &\approx \frac{A_n 2}{\eta_n^2} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \\ J_1 &\approx A_n \frac{2h^2}{n^2 \pi^2} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \end{aligned}$	$\begin{aligned} J_2 &= \int_{-h'}^{+h'} [\hat{u}_3^n(x_3)]^2 dx_3 \\ &= A_n^2 \left( \int_{-h'}^{+h'} \frac{1 - \cos 2\eta_n x_3}{2} dx_3 \right) \\ &= A_n^2 \left( \frac{2h'}{2} - \frac{\sin 2\eta_n x_3}{4\eta_n} \Big _{-h'}^{+h'} \right) \\ &= A_n^2 \left( \frac{h}{2} - \frac{\sin 2\eta_n h'}{2\eta_n} \right) \\ &= A_n^2 \left( \frac{h}{2} - \sin(n\pi + 2\varepsilon_n) \right) \\ J_2 &\approx A_n^2 \frac{h}{2} \end{aligned}$
---	---

(A.3.3)

#### A.4 Mise à jour des expressions de la force électrostatique en présence d'une couche de passivation

Nous partons de l'expression générale de la force par unité de surface

$$F_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 V^2}{[h_{passiv} + \varepsilon_r(g_0 + u_3)]^2} \quad (\text{A.4.1})$$

que nous développons de la façon suivante :

$$\begin{aligned} F_e &= \frac{\varepsilon_0}{2} \frac{\varepsilon_r^2 (\bar{V} + \tilde{V}_0 \cos \omega t)^2}{[h_{passiv} + \varepsilon_r(g_0 + u_3)]^2} \Rightarrow F_e \\ &= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2 (\bar{V}^2 + \tilde{V}_0^2 \cos^2 \omega t + 2\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t)}{2 [h_{passiv} + \varepsilon_r(g_0 + u_3)]^2} \end{aligned} \quad (\text{A.4.2})$$

c'est-à-dire :

$$F_e = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2}{2} \left( \frac{\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} + 2\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t + \frac{\tilde{V}_0^2}{2} \cos 2\omega t}{[h_{passiv} + \varepsilon_r(g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2})) + \tilde{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t)]^2} \right) \quad (\text{A.4.3})$$

La composante continue de la force surfacique locale vaut donc :

$$\bar{F}_e(x_1, x_2) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2}{2} \left( \frac{\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2}}{[h_{passiv} + \varepsilon_r(g_0 + \bar{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2}))]^2} \right) \quad (\text{A.4.4})$$

La linéarisation de la force totale au voisinage de  $\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0$  donne l'expression de la force électrostatique dynamique :

$$\tilde{F}_e(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t, \omega) = \lim_{\tilde{V}_0/\bar{V} \rightarrow 0} \left( F_e(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t) - \bar{F}_e(x_1, x_2, -\frac{h}{2}) \right) \quad (\text{A.4.5})$$

où l'on ne retient que la composante harmonique en  $\omega t$ , proportionnelle à  $\bar{V}\tilde{V}_0$  et donc très grande devant la composante en  $2\omega t$  proportionnelle à  $\tilde{V}_0^2$ . Comme  $\tilde{u}_3(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t)$  tend vers zéro avec  $\tilde{V}_0$ , nous obtenons :

$$\tilde{F}_e\left(-\frac{h}{2}\right) \approx \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r^2}{2} \left[ \frac{2\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[h_{passiv} + \varepsilon_r \left(g_0 + \bar{u}_3\left(-\frac{h}{2}\right)\right)\right]^2} - \left(\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2}\right) \frac{\partial}{\partial \tilde{u}_3} \frac{1}{\left[h_{passiv} + \varepsilon_r \left(g_0 + \bar{u}_3\left(-\frac{h}{2}\right)\right)\right]^2} \right]_{\tilde{u}_3=0} \tilde{u}_3\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t\right) \quad (\text{A.4.6})$$

c'est-à-dire :

$$\tilde{F}_e\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}, t, \omega\right) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 \left[ \frac{\bar{V}\tilde{V}_0 \cos \omega t}{\left[h_{passiv} + \varepsilon_r \left(g_0 + \bar{u}_3\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}\right)\right)\right]^2} - \frac{\left(\bar{V}^2 + \frac{\tilde{V}_0^2}{2}\right) \varepsilon_r \tilde{u}_3\left(x_1, -\frac{h}{2}, x_3, t\right)}{\left[h_{passiv} + \varepsilon_r \left(g_0 + \bar{u}_3\left(x_1, x_2, -\frac{h}{2}\right)\right)\right]^3} \right] \quad (\text{A.4.7})$$

## ANNEXE B – Programmes pour l'étude du piégeage de l'énergie

### B.1 Programme Scilab de piégeage simple mesa-inversée

```
c33=166e9
c44=80e9
c13=64e9
rho=2330
h=232.5e-6

hout=2*h // épaisseur extérieur
htc=5e-6 // amincissement 1%
hc=hout-htc // épaisseur au centre

a=500e-6 // dimension latérale de la zone I
n=1
L=20e-3 // dimension de la membrane (moitié)

Mn=c44+(c13+c44)^2/(c33-c44)+cotg(n*pi/2*sqrt(c33/c44))^4*c44*(c13+c33)^2/((c33-
c44)^2*n*pi*sqrt(c33/c44)) //constante de dispersion

global wc;
global wout;
wc=%pi*sqrt(c33/rho)/hc
wout=%pi*sqrt(c33/rho)/hout

// les nombres d'onde : fonctions kc() zone I, kout() zone II.
// Mn doit être négatif et w dans une certaine plage pour que les codes correspondants
soient // valides

function center=kc(w, hc)
if (w>wc) then
disp "Erreur kc()";
resume(w) // avorte la fonction.
else
CC2=rho*(w*w-wc*wc)/Mn;
center=sqrt(CC2)
end
endfunction

function out=kout(w, hm)
if (w<wout) then
disp "Erreur km()";
resume(w)
else
OO2=rho*(wout*wout-w*w)/Mn
out=sqrt(OO2)
end
endfunction
```

```

// les conditions de continuité
// A*M11+B*M12+C*M13=0
// A cos(kc*a) - B exp(-kout*a) = 0
// A*M21+B*M22+C*M23=0
// -A kc sin(kc*a) + B kout exp(-kout a) = 0

function y=M11(w)
    y=cos(kc(w,hc)*a)
endfunction

function y=M12(w)
    y=-exp(-kout(w,hout)*a)
endfunction

function y=M21(w)
    kin=kc(w,hc)
    y=-kin*sin(kin*a)
endfunction

function y=M22(w)
    ko=kout(w,hout)
    y=ko*exp(-ko*a)
endfunction

function y=M(w)
    y=[ M11(w) M12(w) ;
        M21(w) M22(w) ;]
endfunction

function y=dM(w) // le déterminant du système
    Mat=M(w)
    y=det(Mat)
endfunction

// Détermination de la pulsation à la résonance stockée dans racine
wr=[wout:(wc-wout)/200:wc];
fplot2d(wr,dM)
racine=fsolve(5.73e7,dM)
MM=M(racine)

//Détermination des rapports d'amplitudes A, B, C, D
U=[0;0]
[x,V]=linsolve(MM,U)
A=1
B=V(2)/V(1)

xcenter=[0:a/200:a];
xout=[a:(L-a)/200:L];

function y=ucenter(x)
    y=A*cos(kc(racine,hc)*x)
endfunction

```

---

```
function y=uout(x)
    y=B*exp(-kout(racine,hout)*x)
endfunction

scf()
fplot2d(xcenter,ucenter),fplot2d(xout,uout)

function y=u(x)
    if (x<=a) then
        y=cos(kc(racine,hc)*x);
    else
        y=V(2)/V(1)*exp(-kout(racine,hout)*x);
    end
endfunction

x=[0:L/100:L];

scf(1)
fplot2d(x,u)
dbphi(uout(L))
```

## B.2 Programme Scilab de piégeage double mesa-inversée (cas 3)

```

c33=166e9
c44=80e9
c13=64e9
rho=2330
hout=470e-6 // épaisseur de la zone externe III

dh = 5e-6
hm = hout-dh // épaisseur zone médiane II
hc = hout-2*dh // épaisseur au centre

a=500e-6 // dimension latérale de la zone I
b=5000e-6 // 100 µm dimension latérale de la zone II
n=1

Mn=c44+(c13+c44)^2/(c33-c44)+cotg(n*pi/2*sqrt(c33/c44))^4*c44*(c13+c33)^2/((c33-
c44)^2*n*pi*sqrt(c33/c44)) //constante de dispersion

global wmin;
global wmax;
wc=%pi*sqrt(c33/rho)/hc // ne jamais changer wmax et wmin
wo=%pi*sqrt(c33/rho)/hout
wm=%pi*sqrt(c33/rho)/hm

wmin=wm // plage utilisable si atténuation zones intermédiaire
// et extérieure

wmax=wc

// les nombres d'onde : fonctions kc() zone I, km() zone II, kout() zone III.
// Mn doit être négatif et w dans une certaine plage
// pour que les codes correspondants soient valides

function center=kc(w, hc)
  if (w>wmax) then
    disp "Erreur kc()"
    resume(w) // avorte la fonction.
  else
    CC2=(-c33*pi*pi/(hc*hc)+rho*w*w)/Mn;
    center=sqrt(CC2)
  end
endfunction

function medium=km(w, hm)
  if ((w<wmin) | (w>wmax)) then
    disp "Erreur km()";
    resume(w)
  else
    MM2=(c33*pi*pi/(hm*hm)-rho*w*w)/Mn
    medium=sqrt(MM2)
  end
endfunction

```

```

function out=kout(w, hout)
  if (w<wmin) then
    disp "Erreur kout()";
    resume(w)
  else
    OO2=(c33*%pi*%pi/((hout*hout)-rho*w*w)/Mn;
    out=sqrt(OO2)
  end
endfunction

```

```

// les conditions de continuité
// A*M11+B*M12+C*M13+D*M14=0
// A*M21+B*M22+C*M23+D*M24=0
// A*M31+B*M32+C*M33+D*M34=0
// A*M41+B*M42+C*M43+D*M44=0

```

```

function y=M11(w)
  y=cos(kc(w,hc)*a)
endfunction

```

```

function y=M12(w)
  y=-exp(-km(w,hm)*a)
endfunction

```

```

function y=M13(w)
  y=-exp(km(w,hm)*a)
endfunction

```

```

function y=M14(w)
  y=0
endfunction

```

```

function y=M21(w)
  kin=kc(w,hc)
  y=-kin*sin(kin*a)
endfunction

```

```

function y=M22(w)
  kint=km(w,hm)
  y=kint*exp(-kint*a)
endfunction

```

```

function y=M23(w)
  kint=km(w,hm)
  y=-kint*exp(kint*a)
endfunction

```

```

function y=M24(w)
  y=0
endfunction

```

```

function y=M31(w)
  y=0
endfunction

```

```

function y=M32(w)

```

```

y=exp(-km(w,hm)*b)
endfunction

```

```

function y=M33(w)
y=exp(km(w,hm)*b)
endfunction

```

```

function y=M34(w)
y=-exp(-kout(w,hout)*b)
endfunction

```

```

function y=M41(w)
y=0
endfunction

```

```

function y=M42(w)
kint=km(w,hm)
y=-kint*exp(-kint*b)
endfunction

```

```

function y=M43(w)
kint=km(w,hm)
y=kint*exp(kint*b)
endfunction

```

```

function y=M44(w)
kext=kout(w,hout)
y=kext*exp(-kext*b)
endfunction

```

```

wr=[wmin:(wmax-wmin)/200:wmax];

```

```

function y=M(w)
y=[ M11(w) M12(w) M13(w) M14(w) ;
M21(w) M22(w) M23(w) M24(w) ;
M31(w) M32(w) M33(w) M34(w) ;
M41(w) M42(w) M43(w) M44(w) ]
endfunction

```

```

function y=dM(w)
Mat=M(w)
y=det(Mat)
endfunction

```

*// Détermination de la pulsation à la résonance strockee dans racine*

```

fplot2d(wr,dM)
racine=fsolve(5.72e7,dM)
MM=M(racine)

```

*//Détermination des rapports d'amplitudes A, B, C, D*

```

V=jordan(MM)
A=V(1)
B=V(2)
C=V(3)

```

---

$D=V(4)$

//  $U=[0;0;0;0]$

//  $[X,Y]=\text{linsolve}(M,U)$  retourne dans  $Y$  la même chose que  $V$ .

function  $y=\underline{u}(x)$

if  $(x \leq a)$  then

$y=V(1)/A*\cos(\underline{kc}(\text{racine},hc)*x)$ ;

elseif  $(x < b)$  then

$y=(V(2)*\exp(-\underline{km}(\text{racine},hm)*x) + V(3)*\exp(\underline{km}(\text{racine},hm)*x))/A$ ;

else

$y=(V(4)*\exp(-\underline{kout}(\text{racine},hout)*x))/A$ ;

end

endfunction

$L=20000e-6$

$x=[0:L/200:L]$ ;

scf()

fplot2d(x,u)

## B.3 Programme Scilab de piégeage double mesa-inversée (cas 2)

```

c33=166e9
c44=80e9
c13=64e9
rho=2330
hout=470e-6 // épaisseur de la zone externe III

dh = 5e-6
hm = hout-dh // epaisseur zone mediane II
hc = hout-2*dh // épaisseur au centre

a=500e-6 // dimension latérale de la zone I
b=5000e-6 // 100 µm_ dimension latérale de la zone II
n=1

Mn=c44+(c13+c44)^2/(c33-c44)+cotg(n*pi/2*sqrt(c33/c44))*4*c44*(c13+c33)^2/((c33-
c44)^2*n*pi*sqrt(c33/c44)) //constante de dispersion

global wmin;
global wmax;
wc=%pi*sqrt(c33/rho)/hc
wo=%pi*sqrt(c33/rho)/hout
wm=%pi*sqrt(c33/rho)/hm

wmax=wm; // plage utilisable si attenuation zones intermediaire et
// exterieure

wmin=wo;

// les nombres d'onde : fonctions kc() zone I, km() zone II, kout() zone III.
// Mn doit être négatif et w dans une certaine plage
// pour que les codes correspondants soient valides

function center=kc(w, hc)
if ((w<wmin) | (w>wmax)) then
disp "Erreur kc()"
resume(w)
else
CC2=(rho*w*w-c33*pi*pi/(hc*hc))/Mn;
center=sqrt(CC2)
end
endfunction

function medium=mu(w, hm)
if ((w<wmin) | (w>wmax)) then
disp "Erreur km()";
resume(w)
else
MM2=(rho*w*w-c33*pi*pi/(hm*hm))/Mn;
medium=sqrt(MM2)
end
endfunction

function out=kout(w, hout)

```

```

if ((w<wmin) | (w>wmax)) then
  disp "Erreur kout()";
  resume(w)
else
  OO2=(c33*%pi*%pi/(hout*hout)-rho*w*w)/Mn;
  out=sqrt(OO2)
end
endfunction

```

```

// les conditions de continuité
// A*M11+B*M12+C*M13+D*M14=0
// A*M21+B*M22+C*M23+D*M24=0
// A*M31+B*M32+C*M33+D*M34=0
// A*M41+B*M42+C*M43+D*M44=0

```

```

function y=M11(w)
  y=cos(kc(w,hc)*a)
endfunction

```

```

function y=M12(w)
  y=-cos(-mu(w,hm)*a)
endfunction

```

```

function y=M13(w)
  y=-sin(mu(w,hm)*a)
endfunction

```

```

function y=M14(w)
  y=0
endfunction //validé

```

```

function y=M21(w)
  kin=kc(w,hc)
  y=-kin*sin(kin*a)
endfunction

```

```

function y=M22(w)
  muint=mu(w,hm)
  y=muint*sin(muint*a)
endfunction

```

```

function y=M23(w)
  muint=mu(w,hm)
  y=-muint*cos(muint*a)
endfunction

```

```

function y=M24(w)
  y=0
endfunction //validé

```

```

function y=M31(w)
  y=0
endfunction

```

```

function y=M32(w)
  y=cos(mu(w,hm)*b)

```

```
endfunction
```

```
function y=M33(w)
  y=sin(mu(w,hm)*b)
endfunction
```

```
function y=M34(w)
  y=-exp(-kout(w,hout)*b)
endfunction //validé
```

```
function y=M41(w)
  y=0
endfunction
```

```
function y=M42(w)
  muint=mu(w,hm)
  y=-muint*sin(muint*b)
endfunction
```

```
function y=M43(w)
  muint=mu(w,hm)
  y=muint*cos(muint*b)
endfunction
```

```
function y=M44(w)
  kext=kout(w,hout)
  y=kext*exp(-kext*b)
endfunction
```

```
wr=[wmin:(wmax-wmin)/2000:wmax];
```

```
function y=M(w)
y=[ M11(w) M12(w) M13(w) M14(w) ;
  M21(w) M22(w) M23(w) M24(w) ;
  M31(w) M32(w) M33(w) M34(w) ;
  M41(w) M42(w) M43(w) M44(w) ]
endfunction
```

```
function y=dM(w)
  Mat=M(w)
  y=det(Mat)
endfunction
```

```
// Détermination de la pulsation à la résonance stockée dans racine
```

```
fplot2d(wr,dM)
racine=fsolve(5.685e7,dM)
MM=M(racine)
```

```
//Détermination des rapports d'amplitudes A, B, C, D
```

```
V=jordan(MM)
A=V(1)
B=V(2)
C=V(3)
D=V(4)
```

```

// U=[0;0;0;0]
// [X,Y]=linsolve(M,U) retourne dans Y la même chose que V.

function y=u(x)
    if (x<=a) then
        y=V(1)/A*cos(kc(racine,hc)*x);
    elseif (x<b) then
        y=(V(2)*cos(mu(racine,hm)*x) + V(3)*sin(mu(racine,hm)*x))/A;
    else
        y=(V(4)*exp(-kout(racine,hout)*x))/A;
    end
endfunction

L=20000e-6
x=[0:L/1000:L];

scf()
fplot2d(x,u)

```

## PROGRAMME JORDAN PERMETTANT LE CALCUL DES COEFFICIENTS D'AMPLITUDE

```

function V=jordan(M)
// returns the solution of MV=0 when det(M)=0
// performed with Jordan scheme
[r,c]=size(M);
if ((r<>4) | (c<>4)) then exit(1);
end
N=r;
//build of permutation matrix:

[Q,M1]=reduit(M,0);
[S,M2]=reduit(M1,1);
[U,M3]=reduit(M2,2);

D=1
C=-M3(3,4)*D
B=-M3(2,4)*D-M3(2,3)*C
A=-M3(1,4)*D-M3(1,3)*C-M3(1,2)*B
sol=[A,B,C,D]*U*S*Q
sol = sol'
norme=sqrt(A**2+B**2+C**2+D**2);
V=sol/norme;
endfunction;

function [U, M2]=reduit(Mo, it) //it part de 0
sub=eye(N-it,N-it);
for i=1:1:N-it
    for j=1:1:N-it
        sub(i,j)=Mo(i+it,j+it)
    end
end
end

```

```
[dummy,m] = max(abs(sub));
T=eye(N,N);
U=eye(N,N);
m1=m(1)+it;
m2=m(2)+it;
di=1+it;
T(di,di)=0; T(m1,m1)=0; T(di,m1)=1; T(m1,di)=1;
U(di,di)=0; U(m2,m2)=0; U(di,m2)=1; U(m2,di)=1;
M1=T*Mo*U;
M2=M1;
M2(di,:)=M1(di,+)/M1(di,di);

for i=di+1:1:N
    M2(i,:)= -M2(di,)*M2(i,di)+M2(i,+)
end
endfunction
```

## ANNEXE C – Programme 1D d'une structure multicouche Si-Gap-Si

Ce programme est basé sur la méthode de la matrice de transfert d'impédance :

```

c00=[ 165.60 63.90 63.90 0.000 0.000 0.000
      63.90 165.60 63.90 0.000 0.000 0.000
      63.90 63.90 165.60 0.000 0.000 0.000
      0.000 0.000 0.000 79.50 0.000 0.000
      0.000 0.000 0.000 0.000 79.50 0.000
      0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 79.50];

co = c00*1e9;
rhos=2330.0;
eps0=8.854e-12;
Vdc=100;
h1=470e-6;
h2=450e-6;
g=0.7e-6;
S=1e-6;                                     // Surface 1mm^2

Zs = sqrt(rhos*co(2,2));
s1 = sqrt(rhos/co(2,2));
s2=s1;

K=eps0*Vdc/g**2;
L=eps0*(Vdc**2)/g**3;

function out=N(s, w, h, Z)
    out = [ cos(w*s*h), -sin(w*s*h)/(Z*w) ;
           Z*w*sin(w*s*h), cos(w*s*h)];
endfunction

function out=G(N)
    out = [ N(1,1)/N(2,1), N(1,2)-N(1,1)*N(2,2)/N(2,1);
           1/N(2,1),-N(2,2)/N(2,1); ]
endfunction

function out=bG(G1, G2, G3)
    zz=zeros(2,2);
    out= [ G1, zz;
          zz, G2 ];
endfunction

function out=P(L)
    A = zeros(4,4);
    A(2,2)=L;
    A(2,3)=-L;
    A(3,2)=L;
    A(3,3)=-L;
    out = A;
endfunction

```

```

function out=big_mat(w)
    N1=N(s1,w,h1,Zs);
    N2=N(s2,w,h2,Zs);
    G1=G(N1);
    G2=G(N2);
    GG=bG(G1,G2);
    I4=eye(4,4);
    PP=P(L);
    out= inv(I4-GG*PP)*GG;
endfunction

function out=v(w)
    u=big_mat(w)*[ 0; K*V1; K*V1; 0;];
    out=u(2)-u(3);
endfunction

f=[0.1e7:1e4:3.5e7];
omega=2*%pi*f;
I=[];
for i=1:1:size(f,2)
    du=v(omega(i));
    I(i)=epso*Vdc*omega(i)*du/(g*g);
end
//plot2d(f,I,strf="o11",rect=[0.5e7,-2,3.5e7,2]);

plot2d(f,I);

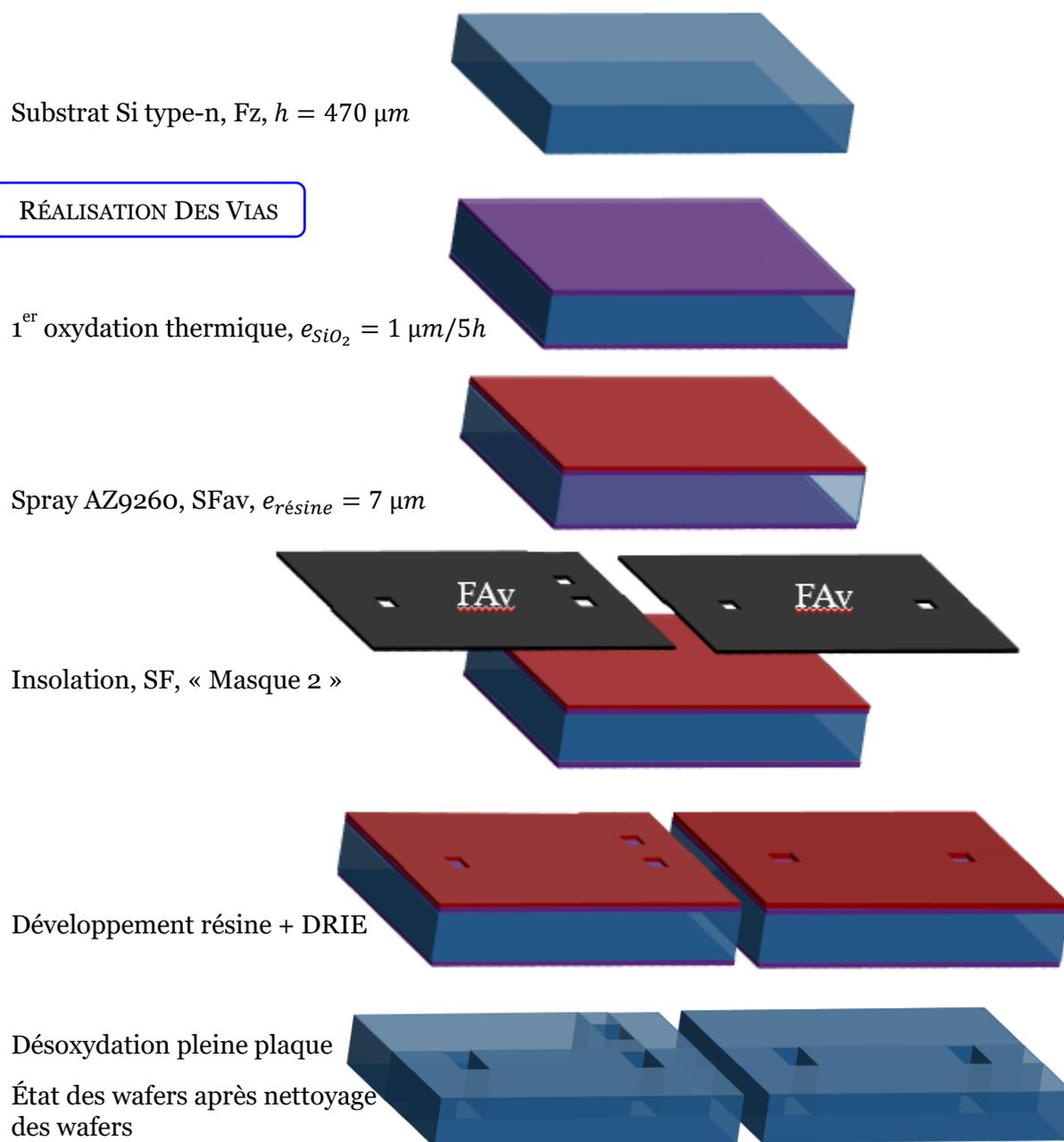
```

## ANNEXE D – Réalisation technologique du MEMS C-BAR

### D.1 « FLOW CHART » du processus de fabrication du C-BAR

Deux principales variantes ont été fabriquées au cours de cette thèse, à savoir, un C-BAR opérant en mode fondamental d'extension-compression d'épaisseur  $TE_1$ , et une C-BAR opérant sur l'harmonique 3 du même mode.

## Wafer 1 \_ Élément vibrant



Réalisation de la structure  
double mesa-inversée \_ C-BAR  
 $TE_1$

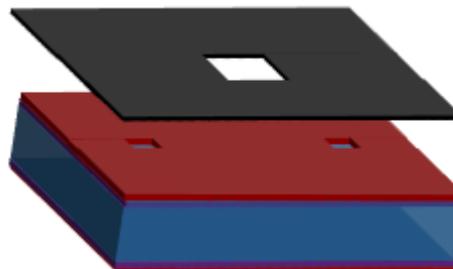
2<sup>ème</sup> oxydation thermique,  
 $e_{SiO_2} = 1,3 \mu m/8h$



Spray S1813, face avant  
Protection Far



Insolation, SF, « Masque 3 »



Ouverture de l' $SiO_2$  par voie sèche



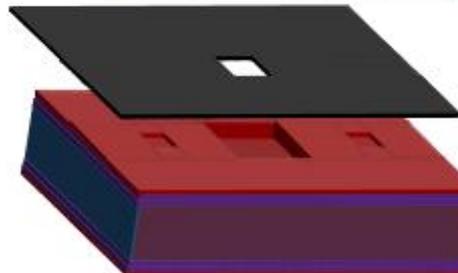
3<sup>ème</sup> oxydation thermique,  
 $e_{SiO_2} = 1 \mu m/5h$



Spray S1813, face avant  
Protection Far



Insolation, SF, « Masque 4 »



Ouverture de l' $SiO_2$  par voie sèche



Réalisation de la structure  
simple mesa-inversée \_ C-BAR  
 $TE_1$

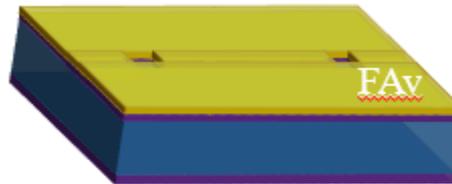
Substrat Si type-n, Fz,  $h = 470 \mu m$



2<sup>ème</sup> + 3<sup>ème</sup> oxydation thermique,  
 $e_{SiO_2} = 1,7 \mu m$



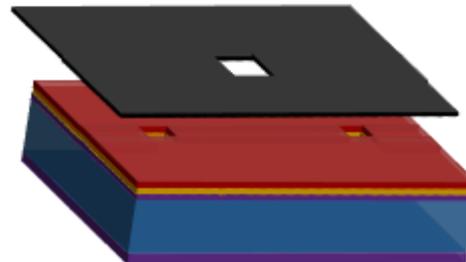
Pulvérisation pleine plaque d'une couche  
de Cr/Au ( $\sim 990 nm$ )



Spray S1813, face avant



Insolation, SF, « Masque 4 »



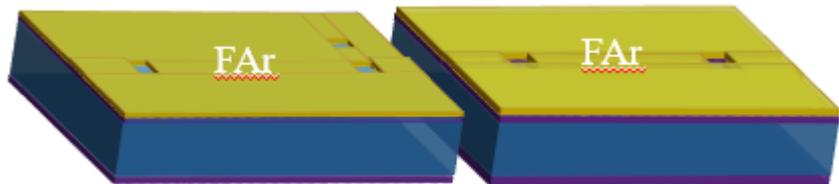
Gravure humide du Cr/Au + nettoyage de  
la résine de masquage



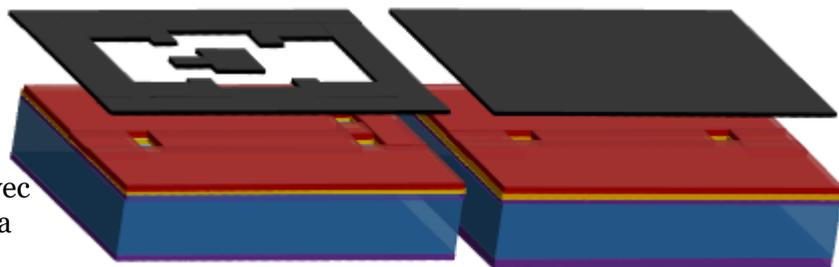
Structuration de l'électrode supérieure

C-BAR  $_{TE_3}$ C-BAR  $_{TE_1}$ 

Pulvérisation pleine plaque d'une couche de Cr/Au  $\sim 10/150\text{ nm}$



Spray S1813, face avant, avec protection face arrière de la variante de piégeage à l'or  
+  
Insolation, SF, « Masque 5 »



Gravure humide du Cr/Au  
+ nettoyage de la résine de masquage

C-BAR  $_{TE_3}$ C-BAR  $_{TE_1}$

## Wafer 2 \_ Base

Structuration de la cavité  
d'isolation acoustique sur la  
face arrière du wafer  
« Base »

1<sup>er</sup> + 2<sup>ème</sup> + 3<sup>ème</sup> oxydation thermique



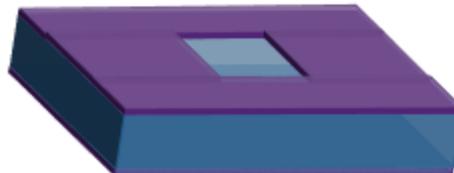
Spin coating double Face \_ S1813  
Avec protection face arrière



Insolation, SF, « Masque 6 »



Bain BHF + nettoyage de la résine de  
masquage



Gravure alcaline, bain KOH (enlèvement  
de 20 µm de Si)



Désoxydation pleine plaque. Wafer à  
l'état.



Structuration du  
« spacer »

2<sup>ème</sup> + 3<sup>ème</sup> oxydation thermique,  
 $e_{SiO_2} = 1,7 \mu m$



Évaporation pleine plaque d'une couche  
de Cr/Au (3 variantes de gaps ont été  
réalisées : 200 nm, 400 nm, 700 nm)



Spin coating simple Face \_ S1813



Insolation, SF, « Masque 7 »



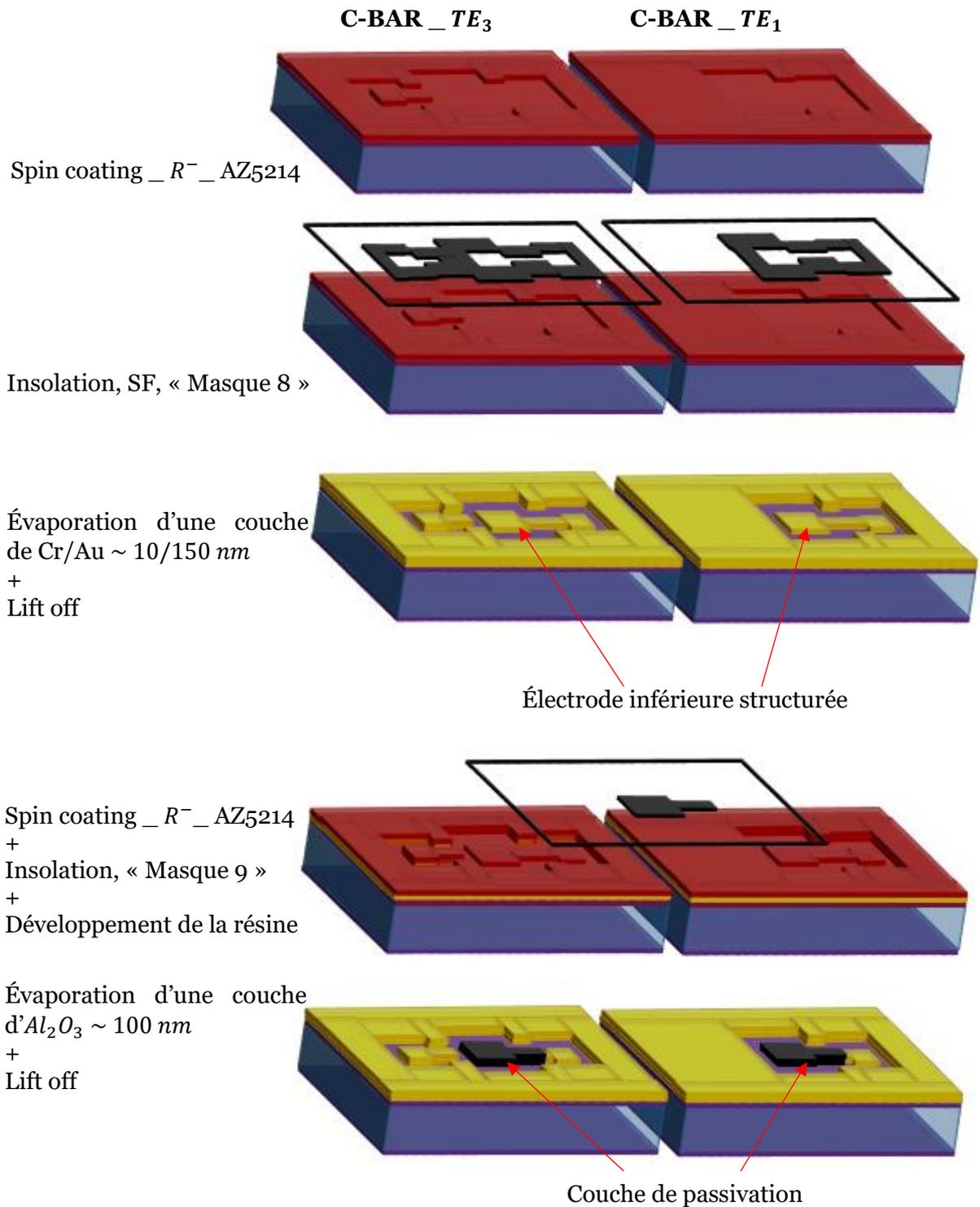
Gravure humide du Cr/Au  
+ nettoyage de la résine de  
masquage



C-BAR \_ TE<sub>3</sub>

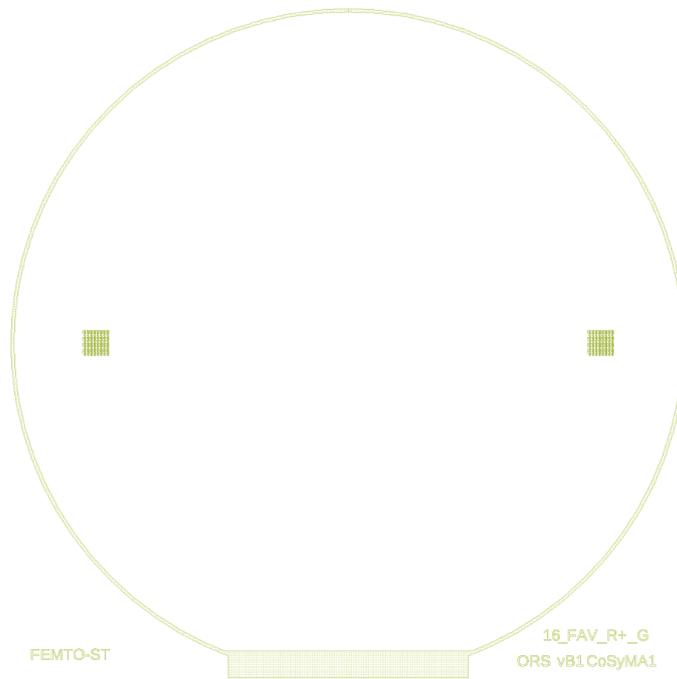
C-BAR \_ TE<sub>1</sub>

Structuration de l'électrode inférieure et sa passivation

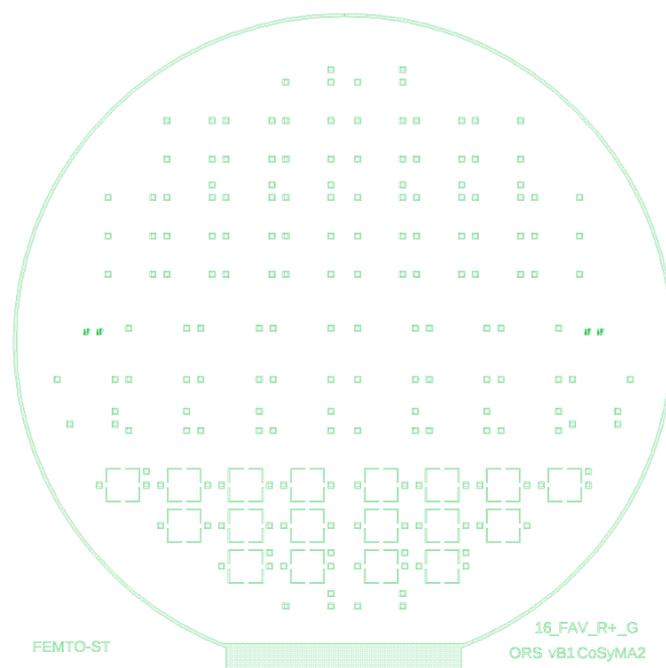


## D.2 Masques GDS

Croix d'alignement « Masque 1 » :

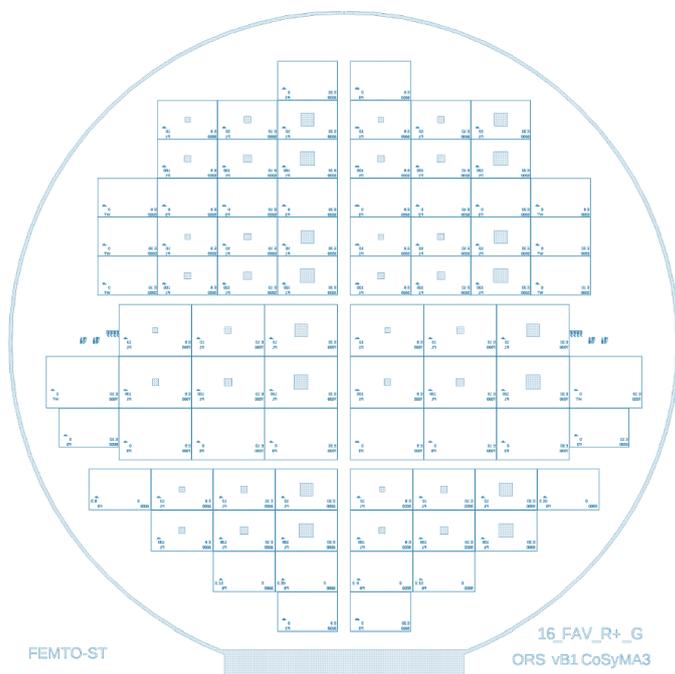


Gravure des vias et des tranchées « Masque 2 » :

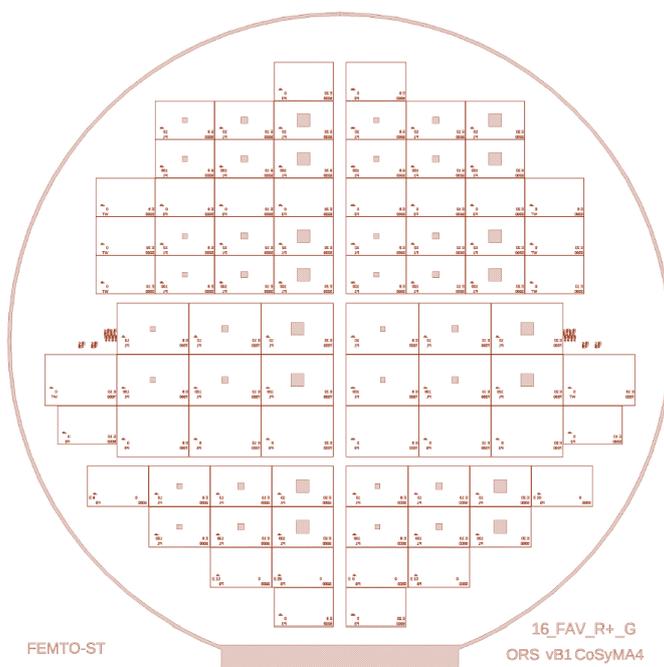


### Réalisation de la structure de piégeage :

- Première cavité de piégeage « Masque 3 » :

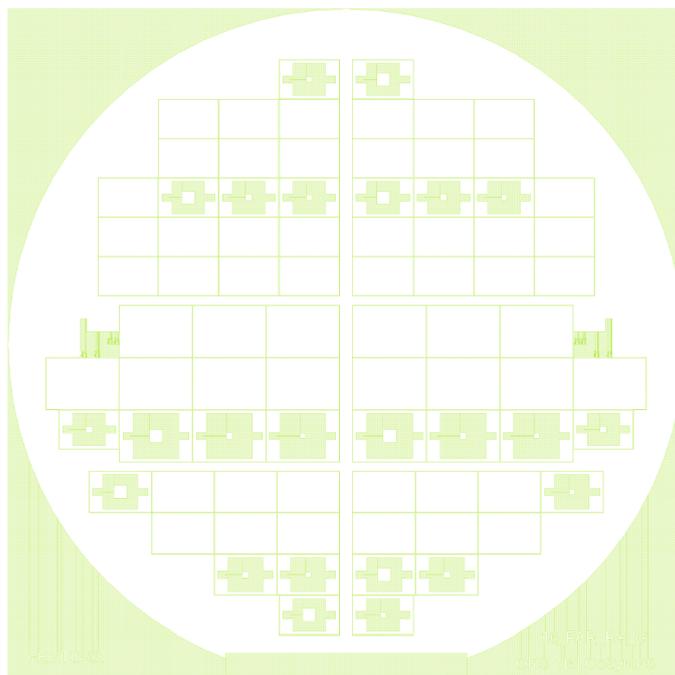


- Deuxième cavité de piégeage « Masque 4 » :

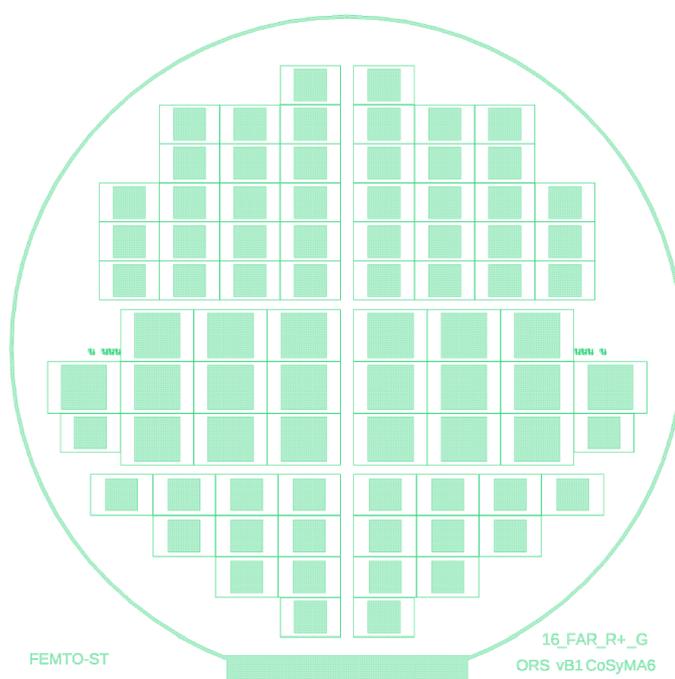


NB : Rappelons que ce masque a également servi pour structurer la zone de piégeage à l'or.

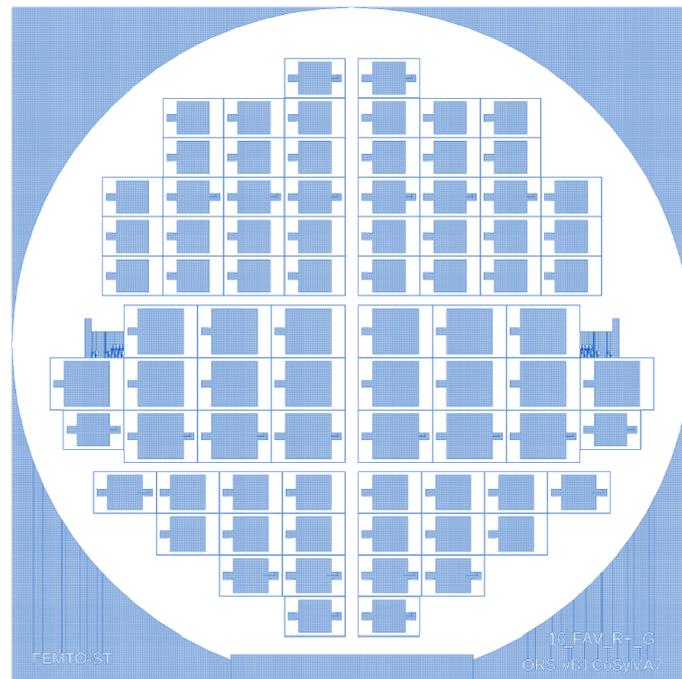
Électrode supérieure « Masque 5 » :



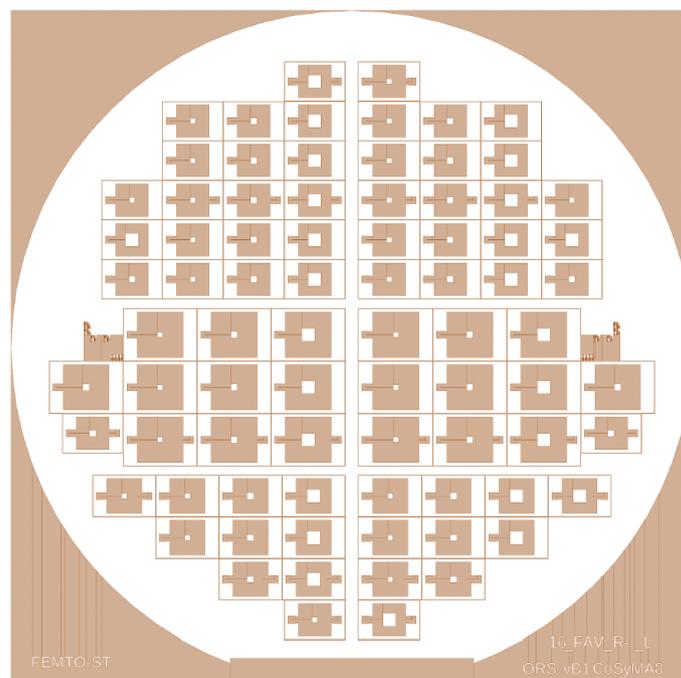
Cavité d'isolation acoustique (CIA) « Masque 6 » :



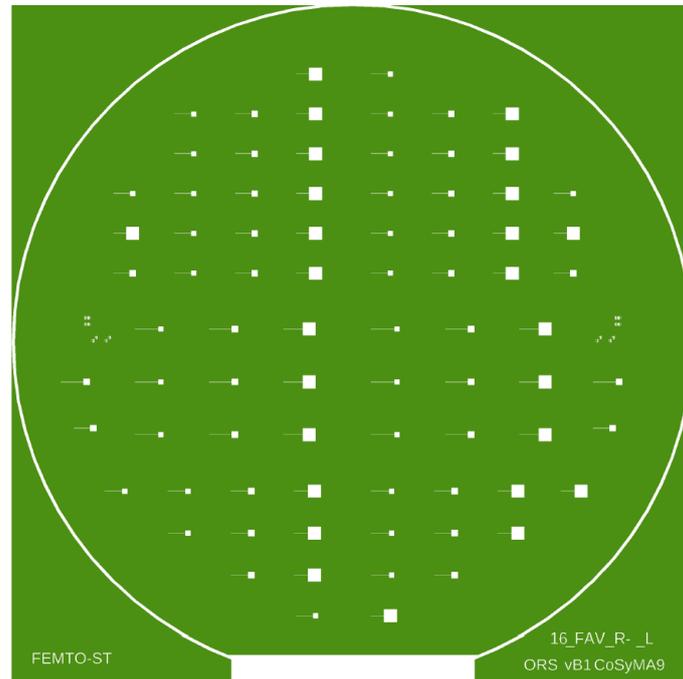
Spacer « Masque 7 » :



Électrode inférieure « Masque 8 » :



Passivation de l'électrode inférieure « Masque 9 » :



### D.3 Développement technologique d'un procédé d'oxydations successives sur substrats silicium

La figure ci-dessous illustre les étapes technologiques permettant la réalisation de la structure de piégeage à double cavité. La configuration finale que nous souhaiterions avoir après structuration des deux oxydations successives, consiste en des marches d'épaisseurs égales à  $1\ \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_2$  chacune.

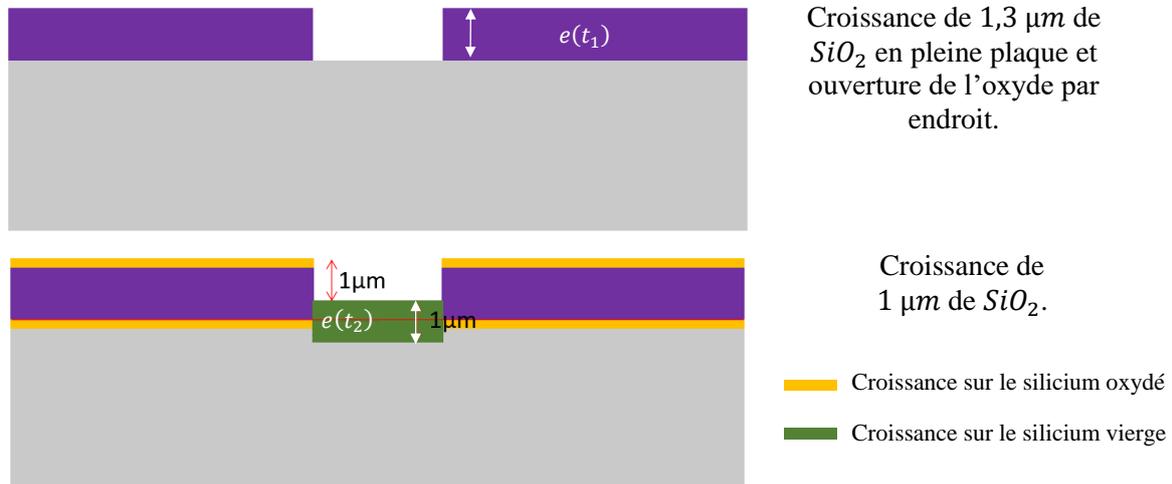


Schéma représentatif mettant en évidence le procédé de croissance de deux couches d'oxyde de silicium successives.

En tenant compte de la loi de croissance de l'oxyde de silicium :

$$e(t) = 6,47 \cdot t^{0,52}$$

et maîtrisant la seconde oxydation, qui se fera elle à partir du silicium vierge dans les zones ouvertes issues de la première oxydation, nous pouvons déduire le temps nécessaire pour la première oxydation en tenant compte dans les calculs de la quantité de silicium susceptible d'être consommée au cours de chaque cycle de croissance. Cependant, afin d'alléger les calculs, nous posons l'hypothèse que l'oxyde croît de part égale de chaque côté de l'interface. Ainsi :

$$\frac{e(t_1)}{2} - \frac{e(t_2)}{2} + \frac{e(t_1 + t_2)}{2} = 1000\ \text{nm}$$

Avec  $t_1$ , le temps nécessaire pour la première croissance, à déterminer, et  $t_2$ , le temps nécessaire pour la seconde croissance, connu et qui vaut  $18\ 000\ \text{s}/1\ \mu\text{m}$ .

Selon (Eq) et connaissant  $t_2$ , nous déduisons le temps de la première oxydation, ainsi :

$$t_1 = 28\ 800\ \text{s}$$

D'après la courbe de croissance d'oxyde thermique développée à MIMENTO, cette valeur correspond à une couche de  $1,3\ \mu\text{m}$ .

Notons que si nous tenons compte de la cinétique de croissance à partir d'un Si-vierge et celle à partir d'un Si déjà oxydé ainsi que de la quantité de silicium susceptible d'être consommée au cours de chaque cycle de croissance, il est impératif de prévoir un temps de croissance plus important pour la réalisation de la première cavité (externe, à partir du Si-vierge.  $h = 1,3\ \mu\text{m}$ ) que le temps de croissance de la seconde cavité (interne, à partir du Si oxydé.  $h = 1\ \mu\text{m}$ ). En suivant ce procédé, nous obtenons bien  $1\ \mu\text{m}/\text{marche}$ .

## ANNEXE E – Publications et conférences

### Conférences orales

« *Development of Through-Silicon Stacking Technology for Capacitive Acoustical MEMS Resonators*, »

N. Belkadi, B. Dulmet, T. Baron,  
*Proc. SETCOR International Conference on Smart Materials and Surfaces (2014).*

Abstract — This article describes the key process to realize conductive vias in silicon MEMS resonators. Cancelling out the resistance of interconnections in micro-acoustic resonators structures is mandatory to improve their performances because electrostatic generation of elastic waves results into relatively small values of the electromechanical coupling factor (Ivan et al.; 2012). Via techniques so-called TSS (Through-Silicon Stacking or Thru-Silicon Stacking) are the cornerstone of 3D integration. The achievement of TSS consists of two main steps. First, the holes are etched through a low doped n-type silicon wafer using Deep Reactive Ion Etching (DRIE). After dry etching, the holes can be filled by a conductive material. An "electrochemical" approach was explored because of its low manufacturing cost compared to drychemical techniques. We propose here a brief description of these two steps while stipulating technology issues for each of them, as well as some examples of widely used methods.

« *New capacitive micro-acoustic resonators machined in single-crystal silicon stacked structures* »

N. Belkadi, T. Baron, B. Dulmet, L. Robert, E. Herth, & F. Bernard, (2015, April).  
*Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum (FCS), 2015 Joint Conference of the IEEE International. (pp. 787-792).*

Abstract — We present a new type of acoustic resonator technology aimed at undoing the technological locks encountered during the realization of capacitive silicon MEMS resonators exploiting true Bulk Acoustic Wave resonances instead of structural ones. The single-crystal silicon resonators are driven through a combination of a static bias and dynamic voltage applied across a 700 nm – *thick* electrostatic gap parallel to the surface of the resonator substrate. The electrostatic gap cavity is realized by a local over-thickening of the gold layers used in the gold-gold bonding process of a resonant plate from resistive silicon with an external electrode-support structure, also made from resistive silicon. Thus, the electrostatic actuation is actually applied through existing interconnections between the existing conductive layers. This technology aims at the realization of very thin gaps on surfaces in the range of a few square millimeters while avoiding the shallow machining in the silicon that would require an additional technological step. We detail this technology through the process steps and designs implemented during the so-called ORSEPEE R&T project from CNES. Finally, the first characterization results are provided.

**Proceeding en journée nationale**

« *Capacitive Micro-Acoustic Resonators Based On Silicon Wafer Scale Packaging Structures* »

N. Belkadi, T. Baron, E. Herth, V. Petrini, G. Martin, L. Robert, B. Dulmet,  
*JNTE, Journées Nationales sur les Technologies Emergentes en Micro-Nano-fabrication\_2015, Lyon-France.*

Abstract — We present a new type of acoustic resonator technology aimed to undoing the technological locks encountered during the realization of capacitive silicon MEMS resonators exploiting true Bulk Acoustic Wave resonances instead of structural ones. Details of this technology through the process steps and designs were presented in this study. Finally, the first characterization results are provided.



# BIBLIOGRAPHIE



# Bibliographie

[Ansys] [www.ansys.com/industries/mems-what-is.asp](http://www.ansys.com/industries/mems-what-is.asp)

[Aigner, 2007] R. Aigner, « Bringing BAW Technology into Volume Production: The Ten Commandments and the seven deadly sins », *IEEE Int. Symp. Acoust. Wave. Dev. for Future Mobile Communication Syst.*, 2007.

[Ayazi et al., 2006] F. Ayazi, S. Pourkamali, G. Ho and R. Abdolvand (2006), « High-aspect-ratio SOI vibrating micromechanical resonators and filters », *MTT-S IMS Technical Digest, San Francisco, California*, pp.676-679, 2006.

[Agache et al., 2005] V. Agache, B. Legrand, D. Collard et L. Buchaillet, « Fabrication and characterization of 1.1 GHz blade nanoelectromechanical resonator », *Applied Physics Letters*, No. 86, pp. 213104-1 213104-3, 2005.

[Achkar, 2009] H. Achkar, « Modélisation et conception des micro commutateurs RF MEMS à actionnement électrostatique et/ou piézoélectrique », *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III*, 2009.

[Arai et Honda, 1996] K.I. Arai and T. Honda, « Micromagnetic actuators », *Robotica*, 14(05), 477-481, 1996.

[Andrews et al., 1993] M. Andrews, I. Harris, and G. Turner, « A comparison of squeeze-film theory with measurements on a microstructure », *Sensors and Actuators A: Physical*, 36(1), 79-87, 1993.

[Bhave et al., 2005] S. Bhave, D. Gao, R. Maboudian and R.T. Howe, « Fully-differential poly-SiC Lamé mode resonator and checkerboard filter », *Micro Electro Mechanical Systems, 18th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 223-226, Jan. 2005.

[Baron, 2008] T. Baron, « Développement sur substrat SOI mince de composants N-MEMS de type capteur inertiel et étude de la co-intégration avec une filière CMOS industrielle », *Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier*, 2008.

[Beardslee et al., 2010] L.A. Beardslee, A.M. Addous, S. Heinrich, F. Josse, I. Dufour and O.Brand, « Thermal excitation and piezoresistive detection of cantilever in-plane resonance modes for sensing applications », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(4), 1015-1017, 2010.

[Belkadi et al., 2015] N. Belkadi, T. Baron, B. Dulmet, L. Robert, E. Herth, and F. Bernard, « New capacitive micro-acoustic resonators machined in single-crystal silicon stacked structures », *Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum (FCS), Joint Conference of the IEEE International*, (pp. 787-792), 2015.

[Belkadi, Baron et al., 2015] N. Belkadi, T. Baron, E. Herth, V. Petrini, G. Martin, L. Robert, B. Dulmet, « Capacitive Micro-Acoustic Resonators Based On Silicon Wafer Scale Packaging Structures », *JNTE, Journées Nationales sur les Technologies Emergentes en Micro-Nano-fabrication, Lyon, France*, 2015.

[Blard, 2011] F. Blard, « Conception et réalisation de références de tensions alternatives à base de MEMS », *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III*, 2011.

- [Behringer et Uttamchandani, 2001]** U.F. Behringer and D.G. Uttamchandani, « MEMS Design, Fabrication, Characterization, and Packaging », *MEMS Design, Fabrication, Characterization, and Packaging*, Vol. 4407, Apr. 2001.
- [Bean, 1978]** K. E. Bean, « Anisotropic etching of silicon », *IEEE transaction on Electronic Devices*, vol.25, pp. 1185, 1978.
- [Belkadi et al., 2014]** N. Belkadi, B. Dulmet, T. Baron « Development of Through-Silicon Stacking Technology for Capacitive Acoustical MEMS Resonators », *Proc. SETCOR International Conference on Smart Materials and Surface*, 2014.
- [Clark et al., 2000]** J.R. Clark, W.T. Hsu and C.TC. Nguyen, « High-Q VHF micromechanical contour-mode disk resonators », *IEEE Electron Devices Meeting, IEDM'00, Technical Digest International*, p. 493-496, 2000.
- [Conseil, 2004]** F. Conseil, « Simulation, conception et réalisation d'un commutateur en technologie microsystème pour dispositifs logiques sécuritaires », *Thèse de doctorat, Université des sciences et technologies de Lille*, 2004.
- [Coudrain et Petit, 2009]** P. Coudrain et D. Petit, « Résonateur à ondes acoustiques de volume et son procédé de fabrication », *Brevet no. EP2254243 B1*, 2011.
- [Casinovi, 2010]** G. Casinovi, X. Gao and F. Ayazi, « Lamb waves and resonant modes in rectangular-bar silicon resonators », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 19(4), pp.827-839, 2010.
- [Camon et Ganibal, 2007]** H. Camon and C. Ganibal, « Advantages of alternatives actuating signal for MEMS actuators », *Sensors and actuators*, 136(1), pp. 299-303, 2007.
- [Chutani et al., 2014]** R.K. Chutani, M. Hasegawa, V. Maurice, N. Passilly and C. Gorecki, « Single-step deep reactive ion etching of ultra-deep silicon cavities with smooth sidewalls », *Sensors and Actuators A : Physical*, 208, 66-72, 2014.
- [Demirci et Nguyen, 2003]** M.U. Demirci and C.TC. NGUYEN, « Higher-mode free-free beam micromechanical resonators », *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, Proceedings of the 2003 IEEE International*, pp. 810-818, 2003.
- [Demirci et Nguyen, 2006]** M.U. Demirci and C.TC. Nguyen, « Mechanically corner-coupled square microresonator array for reduced series motional resistance », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15(6), 1419-1436, 2006.
- [Dulmet et al., 2011]** B. Dulmet, M. Ivan et S. Ballandras, « Résonateur à ondes de volumes exploitant l'excitation/détection de la vibration », *Brevet 2.977.747*, Juillet 2008.
- [Dulmet et Tiersten, 1986]** B. Dulmet and H.F. Tiersten, « On the effect of edge boundaries on nearly trapped vibrations of contoured rectangular quartz resonators », *Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, 355-360, Williamsburg, VA, USA, 1986.
- [David, 2002]** J. David, « Ultrasonic waves », *CRC Press LLC*, 2002.
- [Dixit et Miao, 2008]** P. Dixit and J. Miao, « High aspect ratio vertical through-vias for 3D MEMS packaging applications by optimized three-step deep RIE », *Journal of The Electrochemical Society*, 155(2), H85-H91, 2008.

- [Dulmet et al., 2016]** B. Dulmet, M. Ivan et S. Ballandras, « Electrostatic Generation of Bulk Acoustic Waves and Electrical Parameters of Si-MEMS Resonators », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(2), Feb. 2016.
- [Enoksson, 1997]** P. Enoksson, « New structure for corner compensation in anisotropic KOH etching », *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 7(3), 141, 1997.
- [Friedt, 2003]** J.-M. Friedt, « Introduction à la microbalance à quartz : aspects théoriques et expérimentaux », *Bulletin de l'Union des Physiciens*, Vol. 852, pp.429–440, 2003.
- [Fattinger, 2008]** G. Fattinger, « BAW resonator design considerations – an overview », *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp.762-767, May 2008.
- [Ferre-Pikal et al., 2001]** E.S. FERRE-PIKAL, M.C.D. ARÁMBURO, F.L. WALLS and al., « 1/f frequency noise of 2-GHz high-Q thin-film sapphire resonators », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 48(2), p. 506-510, 2001.
- [Flynn et Tavrow, 1991]** A. Flynn and L. Tavrow, « Piezoelectric micromotors for microrobots », *Ultrasonics Symposiums*, 1991.
- [Godet, 2010]** S. Godet, « Instrumentation de mesure sur puce pour systèmes autotestables. Application à la mesure de bruit de phase basée sur des résonateurs BAW », *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier-Toulouse III*, 2010.
- [Green et al., 1999]** M. Green, T. Sorsch, G. Timp and al., « Understanding the limits of ultrathin SiO<sub>2</sub> and Si-O-N gate dielectrics for sub-50 nm cmos », *Microelectronic Engineering*, vol. 48, p. 25–30, 1999.
- [Guillan, 2005]** J. Guillan, « Etude de capacités en couches minces à base d'oxydes métalliques à très forte constante diélectrique, BaTiO<sub>3</sub>, SrTiO<sub>3</sub> et SrTiO<sub>3</sub>/BaTiO<sub>3</sub> déposées par pulvérisation par faisceau d'ions », *Thèse de doctorat, Laboratoire des Composants Radio Fréquence (CEA/LETI), Université Joseph Fourier*, 2005.
- [Gottscho et al., 1992]** R.A. Gottscho, C.W. Jurgensen and D.J. Vitkavage, « Microscopic uniformity in plasmaetching », *J. Vac. Sci. Technol. B* 10(5), 2133–2147, 1992.
- [Hsu et Nguyen, 1998]** W.T. Hsu and C.TC. Nguyen, « Geometric stress compensation for enhanced thermal stability in micromechanical resonators », *IEEE Ultrasonics Symposium, Proceedings*, Vol. 1, pp. 945-948, 1998.
- [Hao et al., 2004 Part II]** J. Hao and al., « VHF Single Crystal Silicon Capacitive Elliptic Bulk-Mode Disk Resonators Part II: Implementation and Characterization », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 2004.
- [Hsu et al., 2000]** W.T. Hsu, J.R. Clark and C.TC. Nguyen, « Mechanically temperature-compensated flexural-mode micromechanical resonators », *IEEE Electron Devices Meeting, IEDM'00, Technical Digest International*, pp. 399-402, Dec. 2000.
- [Hao et al., 2004 Part I]** Z. Hao, S. Pourkamali et F. Ayazi, « VHF single-crystal silicon elliptic bulk-mode capacitive disk resonators - part I: design and modeling ». *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13(6), p. 1043-1053, 2004.
- [Hull et al., 1999]** R.Hull and al., « Properties of Crystalline Silicon », *Portland IEEE Publishing*, 1999.

- [Hanis et al., 1995]** G. L. Hanis and al., « Properties of Silicon Carbide », *Portland, IEEE Publishing*, 1995.
- [Houssini, 2009]** M. Houssini, « Conception de circuits reconfigurables à base de MEMS RF », *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, 2009.
- [Hashimoto, 2009]** K. Y. Hashimoto, « RF bulk acoustic wave filters for communications », *Artech House*, 2009.
- [Hasegawa et al., 2011]** M. Hasegawa, R.K. Chutani, C. Gorecki, R. Boudot, P. Dziuban, V. Giordano, and al., « Microfabrication of cesium vapor cells with buffer gas for MEMS atomic clocks », *Sensors and Actuators A : Physical*, 167(2), 594-601, 2011.
- [Ivan, 2012]** M. Ivan, « Résonateurs à haute fréquence à ondes de volume en réalisation MEMS sur tranche silicium », *Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté*, 2012.
- [Im et al., 2007]** M. Im, I.J. Cho, K.S. Yun and E. Yoon « Electromagnetic actuation and microchannel engineering of a polymer micropen array integrated with microchannels and sample reservoirs for biological assay patterning », *Applied physics letters*, vol. 91, pp.101-124, 2007.
- [Johnson, 1983]** R.A. JOHNSON, « Mechanical filters in electronics », *John Wiley & Sons*, 1983.
- [Kaajakari et al., 2003]** V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, J. Kiihamaki, H. Kattelus, M. Koskenvuori and al., « Square-extensional mode single-crystal silicon micromechanical RF-resonator », *12th IEEE International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, (Transducers'03)*, Vol. 2, pp. 951-954, June 2003.
- [Knight et al., 2004]** J. Knight, J. McLean and F. L. Degertekin, « Low temperature fabrication of immersion capacitive micromachined ultrasonic transducers on silicon and dielectric substrates », *IEEE Transactions Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 51(10), pp. 1324–1333, 2004.
- [Kazinczi, 2002]** R. KAZINCZI, « Reliability of micromechanical thin-film resonators », *TU Delft, Delft University of Technology*, 2002.
- [Kunkel et al., 2003]** H.A. Kunkel, S. Locke and B. Pikeroen, « Finite-element analysis of vibrational modes in piezoelectric ceramic disks », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 37(4), 316-328.
- [Kunkel et al., 1990]** H.A. Kunkel, S. Locke, and B. Pikeroen, « Finite-element analysis of vibrational modes in piezoelectric ceramic disks », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 37(4), 316-328, 1990.
- [Kaitila, 2007]** J. Kaitila, « 3C-1 Review of Wave Propagation in BAW Thin Film Devices-Progress and Prospects », *IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 120-129, Oct. 2007.
- [Komai et al., 1998]** K. Komai, K. Minoshima and S. Inoue, « Fracture and Fatigue behavior of single crystal silicon microelements and nanoscopic AFM damage evaluation », *Microsystem Technologies*, 5(1), pp. 30-37, Jan. 1998.
- [Kim et Cho, 1999]** B. Kim and D. Cho, « Aqueous KOH etching of silicon (100)-etch characteristics and compensation methods for convex corners », *Journal of Electromechanical Society*, 145(7), pp. 2499-2508, 1999.

- [Legtenberg et Tilmans, 1994 Part I]** R. Legtenberg and H.AC. Tilmans, « Electrostatically driven vacuum-encapsulated polysilicon resonators: Part I. Design and fabrication », *Sensors and Actuators A: Physical*, 45(1), p. 57-66, 1994.
- [Legtenberg et Tilmans, 1994 Part II]** R. Legtenberg and H.AC. Tilmans, « Electrostatically driven vacuum-encapsulated polysilicon resonators : Part II. Theory and performance », *Sensors and Actuators A : Physical*, 45(1), p. 67-84, 1994.
- [Lifshitz et Roukes, 2000]** R. Lifshitz and M.L. Roukes, « Thermoelastic damping in micro- and nonomechanical systems », *Physical Review B*, vol. 61, p.5600, 2000.
- [Lin et al., 2005]** Y.U. Lin, S.S. Li, Z. Ren and C.TC. Nguyen, « Low phase noise array-composite micromechanical wine-glass disk oscillator », *IEEE International Electron Devices Meeting, IEDM Technical Digest*, vol. 00, no. c, p. 278–281, 2005.
- [Li et al., 2004]** S.S. Li, Y.W. Lin, Y. Xie, Z., Ren and C.TC Nguyen « Micromechanical" hollow-disk" ring resonators », *Micro Electro Mechanical Systems, 17th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 821-824, 2004.
- [Li et al., 2004]** S.S Li, Y.W. Lin, Y. Xie, Z. Ren and C.TC. Nguyen, « Micromechanical" hollow-disk" ring resonators », *Micro Electro Mechanical Systems, 17th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 821-824, 2004.
- [Lin, Xie et al., 2005]** Y.W. Lin, S.S. Li, Y. Xie, Z. Ren and C.TC. Nguyen, « Vibrating micromechanical resonators with solid dielectric capacitive transducer gaps », *Proceedings of the Frequency Control Symposium and Exposition IEEE International*, pp. 128-134, Aug. 2005.
- [Lakin, Kline et al., 1995]** K.M. Lakin, G.R. Kline, K.T. et McCarron, « Development of miniature filters for wireless applications », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43(12), p. 2933-2939, 1995.
- [Lakin, 2005]** K.M. Lakin, « Thin film resonator technology », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 52(5), p. 707-716, 2005.
- [Lakin, Mccarron et al., 1995]** K.M. Lakin, K.T. McCarron and R.E. Rose, « Solidly mounted resonators and filters », *Ultrasonics Symposium, Proceedings of the IEEE*, p. 905-908, 1995.
- [Lakin et al., 1993]** K.M. Lakin, G.R. Kline, and K.T. McCarron, « High-Q microwave acoustic resonators and filters », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 41(12), p. 2139-2146, 1993.
- [Lakin K.M. et Lakin K.G., 2003]** K.M. Lakin and K. G. Lakin, « Numerical analysis of thin film BAW resonators », *IEEE Symposium on Ultrasonics*, Vol. 1, pp. 74-79, Oct. 2003.
- [Laude et al., 2004]** V. Laude, A. Reinhardt, M. Wilm, A. Khelif and S. Ballandras, « Fast FEM/BEM simulation of SAW devices via asymptotic waveform evaluation », *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, 51(3), pp.359-63, 2004.
- [Laermer et al., 2010]** F. Laermer, S. Franssila, L. Sainiemi and K. Kolari, « Deep reactive ion etching », *Handbook of silicon based MEMS materials and technologies*, pp.349-374, 2010.

- [**Lebrasseur et al., 2012**] E. Lebrasseur, T. Baron, S. Alzuaga, J.-J. Boy, L. Couteleau and S. Ballandras, « Design and fabrication of an acoustic bragg mirror for miniaturized quartz resonators », *Proceedings of the Acoustics 2012 Nantes Conference*, pp. 3361-3366, 2012.
- [**Lin et al., 2004**] Y.W. Lin, S. Lee, S.S. Li, Y. Xie, Z. Ren and C.T.C. Nguyen, « Series-resonant VHF micromechanical resonator reference oscillators », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 39, p. 2477–2491, Dec. 2004.
- [**Mason, 1958**] W.P. Mason, « Physical Acoustics and the properties of solid », *D. Van Nostrand, Princeton, NJ*, 1958.
- [**Mattila et al., 2002**] T. Mattila, A. Oja, H. Seppä, O. Jaakkola, J. Kiihamäki, H. Kattelus and al., « Micromechanical bulk acoustic wave resonator », *IEEE Ultrasonics Symposium, Proceedings*, Vol. 1, pp. 945-948, Oct. 2002.
- [**Mattila, Kiihamäki et al., 2002**] T. Mattila, J. Kiihamäki, T. Lamminmäki, O. Jaakkola, P. Rantakari, A. Oja, and al., « A 12 MHz micromechanical bulk acoustic mode oscillator », *Sensors and Actuators A: Physical*, 101(1), 1-9, 2002.
- [**Moore et al., 1981**] R.A. Moore, J.T. Haynes and B.R. McAvoy, « High overtone bulk resonator stabilized microwave sources », *IEEE Proc. of the Ultrason. Symp.*, 414-424, 1981.
- [**Muhlstein et al., 2001**] C.L. Muhlstein, S.B. Brown and R.O. Ritchie, « High-cycle Fatigue of single-crystal silicon Thin films », *Microelectromechanical systems*, 10(4), pp. 593-600, Dec. 2001.
- [**Makkonen et al., 2001**] T. Makkonen, A. Holappa, J. Ellä, and M. Salomaa, « Finite Element Simulations of Thin-Film Composite BAW Resonators », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq Control*, vol. 48 (5), pp. 1241–1258, 2001.
- [**Mulhern et al., 1993**] G.T. Mulhern, D.S. Soane and R.T. Howe, « Supercritical carbon dioxide drying of microstructures », *Proceedings, 7th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators, (Transducers' 93)*, pp. 7-10, June, 1993.
- [**Mellhaoui, 2006**] X. Mellhaoui, « mécanisme physico-chimique dans le procédé de gravure plasma du silicium », *Thèse de Doctorat, Université d'Orléans*, 2006.
- [**Mareschal, 2011**] O. Mareschal, « Etude d'un résonateur piézoélectrique à ondes acoustiques de volume en technologie film mince », *Thèse de Doctorat, Université de Paris Est*, 2011.
- [**Malhaire, 1998**] C. MALHAIRE, « Caractérisation et modélisation de microtransducteurs de pression à hautes performances intégrés sur silicium », *Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, 1998.
- [**Moritz et al., 2002**] H.D. Moritz, J.A. Talbott, M. Chandra, J.A. Tseronis and I. Jafri, *U.S. Patent No. 6,334,266. Washington, DC, U.S. Patent and Trademark Office*, 2002.
- [**Nathanson et al., 1967**] H.C. Nathanson, W.E. Newell, R.A. Wickstrom and J.R. Davis, « The resonant gate transistor », *IEEE Transactions on Electron Devices*, 14(3), pp.117-133, 1967.
- [**Nguyen et Howe, 1999**] C.T.C. Nguyen and R. Howe, « An integrated CMOS micromechanical resonator high-Q oscillator », *IEEE J. solid-State Circuits*, 34(4), pp. 440-455, Apr. 1999.

- [Newell, 1965] W.E. Newell, « Face-mounted piezoelectric resonators », *Proceedings of the IEEE*, 53(6), p. 575-581, 1965.
- [Nguyen, 1994] C.T.C. Nguyen, « Micromechanical Signal Processors », *PhD dissertation*, 1994.
- [Othman et Brunnschweiler, 1987] M.B. Othman and A. Brunnschweiler, « Electrothermally excited silicon beam mechanical resonators », *Electronics Letters*, 23(14), 728-730, 1987.
- [Offereins et al., 1992] H.L. Offereins, H. Sandmaier, K. Maruszyk, and *al.*, « Compensating corner undercutting of (100) silicon in KOH », *Sensors and materials*, 3(3), p. 127-144, 1992.
- [Offereins et al., 1990] H.L. Offereins, K. Köhl and H. Sandmaier, « Methods for the fabrication of convex corners in anisotropic etching of (100) silicon in aqueous KOH », *Sensors and Actuators A : Physical*, 25(1), 9-13, 1990.
- [Pozar, 2005] D. M. Pozar, « Microwave Engineering », *3rd edition*, John Wiley & Sons, 2005.
- [Pourkamali et al., 2003] S. Pourkamali, A. Hashimura, R. Abdolvand, G.K. Ho, A. Erbil and F. Ayazi, « High-Q single crystal silicon HARPSS capacitive beam resonators with self-aligned sub-100-nm transduction gaps », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 12(4), pp. 487-496, 2003.
- [Pourkamali et Ayazi, 2004] S. Pourkamali and F. Ayazi, « Fully single crystal silicon resonators with deep-submicron dry-etched transducer gaps », *Micro Electro Mechanical Systems, 17th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 813-816, 2004.
- [Palaniapan et Khine, 2007] M. Palaniapan and L. Khine, « Micromechanical resonator with ultra-high quality factor », *Electronics Letters*, 43(20), 1090-1092, 2007.
- [Pourkamali et al., 2005] S. Pourkamali, G.K. Ho, and F. Ayazi, « Vertical capacitive sibras », *Micro Electro Mechanical Systems, 18th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 211-214, 2005.
- [Pourkamali et al., 2007 Part I] S. Pourkamali, G.K. Ho and F. Ayazi, « Low-impedance VHF and UHF capacitive silicon bulk acoustic wave resonators—Part I: Concept and fabrication », *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54(8), 2017-2023, 2007.
- [Pourkamali et al., 2007 Part II] S. Pourkamali, G.K. Ho and F. Ayazi, « Low-Impedance VHF and UHF Capacitive Silicon Bulk Acoustic-Wave Resonators-Part II: Measurement and Characterization », *IEEE Transactions on Electron Devices*, 54(8), 2024, 2007.
- [Pourkamali et Ayazi, Sept. 2004] S. Pourkamali and F. Ayazi, « High frequency capacitive micromechanical resonators with reduced motional resistance using the HARPSS technology », *Digest of Papers, IEEE Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems*, pp. 147-150, Sept. 2004.
- [Park et al., 2003] J.Y. Park, H.C. Lee, K.H. Lee, H.M. Lee, Y.J. Ko, J.H. Shin and *al.*, « Micromachined FBAR RF filters for advanced handset applications », *12th IEEE International Conference on Transducers, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, Vol. 1, pp. 911-914, (*Transducers'03*), June, 2003.
- [Paschen, 1889] F. Paschen, « *Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions. (trad. Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff and Kohlensäure bei*

verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz Wied », *Annales de physique*, Vol.37, pp. 69-96, 1889.

**[Pointet, 2015]** J. POINTET, « Elaboration et caractérisation de structures métal-isolant-métal à base de TiO<sub>2</sub> déposé par Atomic Layer Deposition », *Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes*, 2015.

**[Pike et al., 2004]** W.T. Pike, W.J. Karl, S. Kumar, S. Vijendran and T. Semple, « Analysis of sidewallquality in through-wafer deep reactive-ion etching », *Microelectron. Eng.*, 73-74, 340-345, 2004.

**[Pham et al., 2005]** N.P. Pham, J.N. Burghartz and P.M. Sarro, « Spray coating of photoresist for pattern transfer on high topography surfaces », *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15(4), 691, 2005.

**[Parviz et Najafi, 2001]** B.A. Parviz and K. Najafi, « A geometric etch-stop technology for bulk micromachining », *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 11(3), 277, 2001.

**[Pozar, 1996]** D. Pozar, « Microwave Engineering », *Wiley*, 1996.

**[Parviz, 2006]** N. Parviz, « Propriétés acoustiques des matériaux : propagation des ondes planes harmoniques », *Presses Polytechniques et Universitaires Romandes*, 2006.

**[Ruby et al., 2001]** R.C. Ruby, P. Bradley, Y. Oshmyansky, A. Chien, and J.D. Larson III, (2001). « Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications », *Ultrasonics Symposium*, Vol. 1, pp. 813-821, 2001.

**[Ruby et Fazio, 2005]** B.Ruby and S.Fazio, « Performances degradation effects in FBAR filters and resonators due to Lamb wave modes », *Microwave symposium digest, IEEE MTT-S International*, 2005.

**[Rangelow et al., 1994]** I.W. Rangelow, S. Skocki, and P. Dumania, « Plasma etching for micromechanical sensor applications », *Microelectronic Engineering*, 23(1), p. 365-368, 1994.

**[Ressources MIMENTO]** <http://www.femto-st.fr/fr/Centrale-de-technologie-MIMENTO/Centrale-de-technologie-MIMENTO/Ressources-disponibles/Photolithographie/Les-resines-photosensibles>

**[Si-Time Corporation]** <http://www.sitime.com>

**[Sundaresan et al., 2006]** K. Sundaresan, G.K. Ho, S. Pourkamali and F. Ayazi, « A low phase noise 100MHz silicon BAW reference oscillator », *IEEE Custom Integrated Circuits Conference, CICC'06*, pp. 841-844, Sept. 2006.

**[Satoh et al., 1985]** H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki and C. Narahara, « An air-gap type piezoelectric composite thin film resonator » *39th IEEE Annual Symposium on Frequency Control*, pp. 361-366, May, 1985.

**[Seabury et al., 1995]** C.W. Seabury, J.T. Cheung, P.H. Kobrin, R. Addison and D.P. Havens, « High performance microwave air-bridge resonators », *Ultrasonics Symposium, Proceedings of the IEEE*, Vol. 2, pp. 909-911, Nov. 1995.

**[Shirakawa et al., 2008]** A.A. Shirakawa, P. Jarry, J.M. Pham, and al, « Ladder-lattice bulk acoustic wave filters: Concepts, design, and implementation » *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, 18(5), p. 476-484, 2008.

**[Shockley et al., 1962]** W. Shockley, D. Curran and D. Koneval, « Energy Trapping and Related Studies of Multiple Electrodes Filter Crystals », *Proc. of XX<sup>nd</sup> Ann. Freq. Cont. Symp.*, pp88-126, 1962.

**[Skudzyk, 1958]** E.J. Skudzyk « Vibration of a system with a finite or an infinite number of resonances », *J. Acoustic Society Am.*, 30 1140-52, 1958.

**[Stevens et Tiersten, 1986]** D.S. Stevens and H.F. Tiersten, « An analysis of doubly rotated quartz resonators utilizing essentially thickness modes with transverse variation », *J. Acoust. Soc. Am.*, 79(6), June 1986.

**[Shick et Tiersten, 1987]** D.V. Shick and H.F. Tiersten, « A perturbation calculation of the quality factor of the piezoelectric thin film on semiconductor composite resonator resulting from radiation into the wafer », *J. Appl. Phys.*, 62(10), Nov. 1987.

**[Shockley, 1963]** W. Shockley, C.R. Curran, and D.J. Koneval, « Energy trapping and related studies of multiple electrode filter crystals », *17th Annual Symposium on Frequency Control*, pp. 88–126, 1963.

**[Senturia, 2007]** S.D. Senturia, « Microsystem design », *Springer Science & Business Media*, 2007.

**[Toshiba, 2004]** « Thin film bulk acoustic wave resonator », *brevet US 20040012463 A1*, 2004.

**[Tiersten, 1969]** H.F. Tiersten, « Linear Piezoelectric Plate Vibrations: Elements of the Linear Theory of Piezoelectricity and the Vibrations Piezoelectric Plates », *Springer*, 1969.

**[Tang et al., 1989]** W.C. Tang, T.C. Nguyen and R.T. Howe, « Laterally driven polysilicon resonant microstructures », *IEEE Micro Electro Mechanical Systems, Proceedings, An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Robots*, pp. 53-59, Feb. 1989.

**[Tiersten, 1978]** H.F. Tiersten, « Perturbation theory for linear electrostatic equations for small fields superposed on a bias », *J. Acoust. Soc. Am.*, 64(3), Sept. 1978.

#### **[Tutorial**

**Comsol]**

[http://www.comsol.com/model/download/227861/models.mems.biased\\_resonator\\_3d\\_pull\\_in.pdf](http://www.comsol.com/model/download/227861/models.mems.biased_resonator_3d_pull_in.pdf)

**[Valentini, 2001]** V. Arianna, « Conception et réalisation d'un Micro-actionneur Piézoélectrique », *Mémoire d'ingénieur Civil Mécanicien, Université Libre de Bruxelles Politecnico di Milano, Faculté de sciences Appliquées, Belgique*, 2001.

**[Verdú Tirado, 2010]** J. Verdú Tirado, « Bulk Acoustic Wave Resonators and their Application to Microwave Devices », *PhD dissertation, Universitat Autònoma de Barcelona*, 2010.

**[Wang et al., 2000]** K. Wang, A.C. Wong and C.T.C., Nguyen, « VHF free-free beam high-Q micromechanical resonators », *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(3), p. 347-360, 2000.

**[Wang et al., 2002]** J. Wang, J.E. Butler, D.S.Y. Hsu and C.T.C. Nguyen, « CVD polycrystalline diamond high-Q micromechanical resonators », *Micro Electro Mechanical Systems, The 15th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 657-660, Jan. 2002.

**[Wang et al., 2004]** J. Wang, J.E. Butler, T. Feygelson and C.T.C. Nguyen, « 1.51-GHz nanocrystalline diamond micromechanical disk resonator with material-mismatched isolating support », *Micro Electro Mechanical Systems, 17th IEEE International Conference on MEMS*, pp. 641-644, 2004.

**[Whitfield et al, 1999]** M. D. Whitfield and al., « Acoost. wave prop. in free standing CVD diamond: Influence of film quality and temp », *Diamond and Related Matrials*, vol. 8, pp. 732-737, 1999.

- [Wang, Ren et al., 2004]** J. Wang, Z. Ren and C. TC. Nguyen, « 1.156-GHz self-aligned vibrating micromechanical disk resonator », *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.*, 51(12), pp. 1606–1628, Déc. 2004.
- [Wang, Li et al., 2002]** Y. Wang, Z. Li, D.T. McCormick, and N.C. Tien, « Low-voltage lateral-contact microrelays for RF applications », *The 15th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, pp. 645-648, Jan. 2002.
- [Wang et al., 2015]** W. Wang, Y. Yan, Y. Ding, S. Wang, W. Wang, Y. Sun and Q. Chen, « Electrical characteristics of a novel interposer technique using ultra-low-resistivity silicon-pillars with polymer insulation as TSVs », *Microelectronic Engineering*, 137, 146-152, 2015.
- [Walter, 2011]** B. Walter, « Fabrication de micro-résonateurs haute fréquence pour la microscopie à force atomique sur des objets biologiques », *Thèse de Doctorat, Université de Lille*, 2011.
- [Wu et Ko, 1989]** X.P Wu, and W.H. Ko, « Compensating corner undercutting in anisotropic etching of (100) silicon », *Sensors and Actuators*, 18(2), 207-215, 1989.
- [Xie et al., 2003]** Y. Xie, S.S. Li, Y.W. Lin, Z. Ren and C.TC. Nguyen, « UHF micromechanical extensional wine-glass mode ring resonators », *IEEE International Electron Devices Meeting, IEDM'03 Technical Digest*, pp. 39-2, Dec. 2003.
- [Xie et al., 2008]** Y. Xie, S.S. Li, Y.W. Lin, Z. Ren and C.TC. Nguyen, « 1.52-GHz micromechanical extensional wine-glass mode ring resonators », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 55(4), 890-907, 2008.
- [Yun et al., 2004]** S.S. Yun, S.K. You and J.H. Lee, « Fabrication of vertical optical plane using drier and koh crystalline etching of (110) si wafer », *Optical MEMS 2004 Conference*, pp.128-129, 2004.
- [Zook et al., 1992]** J.D. Zook, D.W. Burns, H. Guckel, J.J. Sniegowski, R.L. Engelstad and Z. Feng « Characteristics of polysilicon resonant microbeams », *Sensors and Actuators A: Physical*, 35(1), 51-59, 1992.
- [Zener, 1938]** C. Zener, « Internal Friction in Solids II. General Theory of Thermoelastic Internal Friction », *Physical Review*, vol. 53, pp. 90-99, 1938.
- [Zhou et al., 1997]** S. Zhou, X.Q. Sun and W.N. Carr, « A micro variable inductor chip using MEMS relays », *IEEE International Conference on Solid State Sensors and Actuators, (Transducers'97)*, Vol. 2, pp. 1137-1140, June 1997.







## Résumé :

Ces travaux de thèse décrivent l'étude et la réalisation de résonateurs MEMS (Micro-ElectroMechanical Systems) acoustiques à couplage capacitif dits C-BAR (Capacitive Bulk Acoustic Resonator). Les C-BAR exploitent les modes d'extension-compression depaisseur en mode fondamental à  $9,45\text{MHz}$ . L'élément vibrant est constitué de Si-monocristallin purement résistif et d'orientation (100). Notre but consiste à transposer au monde des MEMS à excitation capacitif les caractéristiques de stabilité des résonateurs piézoélectriques BAW utilisés dans les sources de fréquences embarquées. Notre stratégie de développement s'est fondée sur l'exploitation de deux concepts originaux dans les domaines respectifs électrique et acoustique : l'intérêt immédiat des résonateurs MEMS-Si capacitifs tient à la disponibilité du matériau, au faible coût unitaire, à la production à grande échelle, ainsi qu'à la robustesse. À plus longue échéance, cet intérêt tient au potentiel d'intégration avec l'électronique de commande ; Cette recherche est motivée par la nécessité d'éliminer les pertes structurelles dans les résonateurs MEMS. Grâce à l'étude de la dispersion acoustique des ondes élastiques guidées dans une plaque de Si, nous avons pu contrôler les bandes d'arrêt par modification locale des caractéristiques de la propagation afin de confiner l'énergie acoustique au centre du résonateur. Une première partie de ces travaux est consacrée à la modélisation du C-BAR. Grâce à des simulations FEM appuyées sur des calculs analytiques, nous avons défini les limites imposées aux paramètres constructifs pour l'obtention de performances satisfaisantes pour les applications visées. Nous avons notamment quantifié le nécessaire compromis entre les quantités antagonistes constituées par le  $k^2$ , limité par la rigidité statique de la plaque, et le  $Q$ , limité par les constantes de dispersion des modes exploités et le facteur d'aspect de la plaque. La deuxième partie est consacrée à la micro-fabrication du C-BAR exploitant les microtechniques disponibles au sein de la Centrale MIMENTO.

Nous présentons enfin une synthèse des performances ( $k^2$ ,  $Q$ ) relevées sur les C-BAR, de façon à déterminer les limites de leur exploitation en oscillateur.

**Mots-clés :** MEMS, oscillateurs, résonateurs capacitifs, excitation électrostatique, ondes élastiques de volume, mode d'extension-compression, énergie piégée, structure mesa/mesa-inversée, micro-fabrication salle blanche.

## Abstract:

This PhD work describes the study and realization of capacitive Bulk Acoustic Waves MEMS resonators (C-BAR) exploiting the thickness-extensional vibration modes at  $9,45\text{MHz}$  of a mono-crystalline silicon plate (100). The aim of this research consists in translated to the domain of capacitive MEMS the good performances of BAW resonators for embedded frequency sources. The proposed work proposes new resonant structures bearing some originality from electric and acoustic viewpoints : capacitive full Si-MEMS have some immediate interest in the field of material availability, low cost per item, volume production and robustness, notwithstanding their know ability for electronic integration ; This research was motivated by the need to eliminate structural losses to reach the limits imposed by the material itself. With help of a study of dispersion curves, we managed a control of acoustic confinement by means of a local patterning of the surface of the vibrating element. By a proper mastering of the stop band of guided elastic waves in the structure, we can overcome the intrinsic limitations of structural MEMS. The first lock of this work is dedicated to the modeling of the C-BARs. It uses a combination of analytic and FEA calculations to frame the actual design of the resonators. This permits us to determine the limits imposed to the performances of such structures. This part especially points out the contradictory requirements of the C-BARs in terms of electromechanical coupling factor and of surtension coefficient. The second lock describes the issues of the micro-fabrication of the C-BARs at MIMENTO clean room facility.

We shortly present the few characterization results in terms of  $k^2$  and Q-factor, as available at the time of the presentation.

**Keywords:** Oscillators, Capacitive resonators, Electrostatic transduction, Bulk acoustic waves, Thickness-extensional modes, Acoustic energy-trapping, Inverted-mesa structures, Clean room microfabrication.

The logo for the SPIM (École doctorale SPIM) features a stylized white 'S' on a green horizontal bar, followed by the letters 'PIM' in a large, white, sans-serif font.

■ École doctorale SPIM 1 rue Claude Goudimel F - 25030 Besançon cedex

■ tél. +33 [0]3 81 66 66 02 ■ ed-spim@univ-fcomte.fr ■ www.ed-spim.univ-fcomte.fr

The logo for the University of Franche-Comté (UFC) consists of a large 'U' and 'FC' in a bold, black, sans-serif font, with 'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ' written in a smaller font below. A vertical green bar is positioned to the left of the 'U'.