n^o d'ordre : 4248

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
UFR D'ELECTRONIQUE

En vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
Spécialité : Micro-ondes et Microtechnologies

CONCEPTION DE MICROSTRUCTURES RÉSONANTES DESTINÉES AUX APPLICATIONS RADIOFRÉQUENCES ET FABRICATION EN TECHNOLOGIE D'INTÉGRATION DE COMPOSANTS PASSIFS SUR SILICIUM

par

MARC SWOROWSKI
Ingénieur ISEN

soutenue le 28 novembre 2008 devant la commission d'Examen :

Président	Alain Cappy	Professeur - Univ. de Lille I
Rapporteurs	Tarik Bourouina	Professeur - Univ. Paris-Est de Noisy-Le-Grand
	Liviu Nicu	Chargé de Recherches CNRS - LAAS CNRS de Toulouse
Membre	Pascal Philippe	Senior Principal Engineer - NXP Semiconductors
Directeur	Lionel Buchaillot	Directeur de Recherches CNRS - ISEN de Lille

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Travaux réalisés dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la Recherche

NXP Semiconductors France

Innovation Center RF

Campus EffiScience

2 esplanade Anton Philips

14 906 CAEN Cedex 9

Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie

Groupe NAM6 - Nano And Micro Systems

Cité Scientifique

Avenue Poincaré - BP 60069

59 652 VILLENEUVE d'ASCQ Cedex

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Conception de microstructures résonantes destinées aux applications radiofréquences et fabrication en technologie d'intégration de composants passifs sur silicium

L'intégration de composants passifs sur silicium constitue l'une des voies envisagées pour répondre aux préoccupations de miniaturisation des systèmes électroniques radiofréquences. Une autre réponse à cette évolution est apportée par l'introduction de microsystèmes électromécaniques pour remplacer des fonctions électroniques. Ce projet explore une approche mixte afin d'intégrer simultanément les composants passifs et un MEMS résonant. Le procédé de fabrication des puces passives est le point de départ pour réaliser des résonateurs susceptibles de remplacer les quartz.

Les travaux concernant trois types de structures sont détaillés dans cette thèse : des anneaux en aluminium avec des vibrations hors-plan, une géométrie tubulaire en silicium vibrant sur un mode de contour et des résonateurs carrés et circulaires en silicium monocristallin fonctionnant sur un mode extensionnel. Le principe de fonctionnement y est expliqué, ainsi que le moyen de les réaliser sans avoir recours à un substrat SOI. La confrontation des mesures électriques avec différents modèles analytiques ou numériques a orienté les travaux vers une solution offrant de bonnes performances. Avec un facteur de qualité dépassant $50\,000$ à une fréquence de $24\,\mathrm{MHz}$, une résistance motionnelle de $2\,\mathrm{k\Omega}$ et une puissance dissipée de $16\,\mu\mathrm{W}$ pour une polarisation de $5\,\mathrm{V}$, les derniers prototypes montrent le potentiel d'une telle approche.

Mots clés : MEMS, Résonateur, Radiofréquence, Gravure profonde, Silicium, Méthode des éléments finis

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Design of micro-resonator for radiofrequency and fabrication with silicon passive integration technology

The integration of passive components on silicon is one of the solutions to meet the concerns of miniaturization of electronic radio frequency systems. Another response to these evolution is provided by the introduction of micro-electromechanical systems to replace electronic functions. This project explores a mixed approach to simultaneously integrate passive components and MEMS resonators. The manufacturing process of passive chips is the starting point for making resonators as an alternative to quartz.

Work on three types of structures are detailed in this thesis : aluminum rings with out-of-plan vibrations, a tubular geometry made of silicon vibranting on a contour mode and single-crystal silicon contour-mode resonators. The operating principle is explained, as well as the means to achieve them without resorting to a SOI substrate. The comparison between electrical measurements and various analytical or numerical models has guided the work towards a solution with good performance. With quality factor exceeding 50000 at a frequency of $24\,\mathrm{MHz}$, motional resistance of $2\,\mathrm{k\Omega}$ and power dissipation of $16\,\mu\mathrm{W}$ for a polarization of $5\,\mathrm{V}$, the latest prototypes show the potential of such an approach.

Keywords : **MEMS, Resonator, Radiofrequency, DRIE, Silicon, Finite element method**

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Remerciements

Un mémoire est l'occasion de prendre du recul, de faire le bilan de ce qui a été fait, et donc avec qui ou grâce à qui on a pu le faire. Effectuer une thèse dans le cadre d'une CIFRE multiplie les contacts : d'un côté l'entreprise, *NXP Semiconductors* et en particulier l'équipe *IC-RF*, d'un autre le laboratoire, l'*IEMN* et le groupe *NAM6*. Si vous lisez ce passage, vous recherchez certainement un nom, le votre peut-être. D'avance, je m'excuse s'il n'apparaît pas. C'est probablement une faute de mémoire...

Mes premiers remerciements vont naturellement aux initiateurs de ce projet : messieurs Jean-Claude SIX (ancien *manager* de l'IC-RF), Patrice GAMAND (actuel *manager* de *l'IC-RF*) et Pascal PHILIPPE (responsable industriel de cette thèse). Merci pour la confiance qu'ils m'ont porté et pour les premiers travaux qui m'ont permis de rapidement appréhender le sujet. Merci aussi pour la place et les moyens accordés aux thésards au sein de cette équipe, afin qu'ils mènent leurs travaux de recherche dans les meilleures conditions.

Je remercie également Lionel BUCHAILLOT (responsable du groupe *Microsystèmes Silicium*) pour m'avoir gardé dans le groupe après mon stage de DEA et avoir accepté de prendre la direction de cette thèse, puis pour ses conseils éclairés.

J'exprime toute ma gratitude à François NEUILLY et à travers lui aux personnes de *NXP Côte de Nacre* qui ont participé à la fabrication des MEMS. Dans le groupe de développement technologique dirigé par Catherine BUNEL, il a rapidement succédé à David CHEVRIE, avec qui j'ai démarré la fabrication des premiers prototypes. Merci donc à François à la fois pour tous ses conseils techniques et pour l'énergie et le temps donnés pour faire avancer mes lots. Petit à petit, on est arrivé au bout ! Egalement grâce à Florent LALLEMAND que j'ai souvent embêté pour retrouver le détail d'opérations effectuées sur telle ou telle plaque et pour son aide durant la phase de développement de polysilicium peu contraint. Et grâce à Anand SUMMANWAR, qui a passé des heures à graver mes plaques (un petit coup en face avant, un autre en face arrière !). Merci à toutes les autres personnes qui sont restées dans l'ombre mais que François a mis à contribution. Je pense notamment aux opérateurs de *fab* et

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

d'*assemblage* qui se sont occupés de mes plaques *spéciales*. Je n'oublie pas non plus les responsables des différents *clusters* qui prêtent volontiers leur oeil averti, ou l'équipe d'*analyse de défaillances* largement mise à contribution pour comprendre l'origine de mes problèmes techniques.

Le mise en oeuvre et l'analyse des différents prototypes n'auraient pu se faire sans l'aide de mes collègues de l'*IEMN*. Je remercie vivement Bernard LEGRAND pour son aide et ses conseils lors de la mise au point de l'étape de libération et du banc de mesures ; Isabelle ROCH-JEUNE, qui maîtrise parfaitement le bâti de séchage au CO_2 supercritique ; Jean-Claude PESANT et Laurent FUGERE pour les conseils sur le protocole à appliquer afin d'étudier l'influence des recuits et pour le temps consacré à recuire les nombreux échantillons de plaques ; David TROADEC que j'allais toujours voir dans l'urgence afin de *réparer* des structures au FIB ; Roger RINGOT pour une formation accélérée sur le Microscope Interféreométrique ; Elodie PAILLART et Corinne JAMROZ, pour m'avoir fait une petite place dans leur bureau lors de mes séjours à l'*IEMN* et pour leur aide dans les tâches administratives à distance ; Cédric DESCATOIRE, les autres Thésards de l'équipe et Marc FAUCHER que j'allais embêter lors de mes visites.

Je tiens à remercier l'ensemble de mes collègues de l'*IC-RF* : Philippe MEUNIER pour les réponses positives à mes questions très administratives ; Aurélia COGNET, suivie de Marie-José MORENO au poste de secrétariat, deux assistantes ultra-réactives qui s'occupent formidablement bien des aspects logistiques ; Fabrice GOULET, souvent mis à contribution pour de petites bricoles touchant au matériel de laboratoire ; mes autres collègues de bureau pour avoir supporté les coups de téléphone et surtout les petites questions aussi diverses que variées. Merci à ces gens pour l'ambiance conviviale et travailleuse qui règne dans cette sympathique équipe *IC-RF*.

Sorti de l'environnement professionnel, les amis et la famille participent pleinement au succès d'une thèse, surtout durant la phase délicate de rédaction. Mes pensées vont donc vers des amis à qui j'ai dû refuser tant de fois les invitations bienveillantes : *"Allez, il faut aussi savoir faire un break !"*. J'exprime toute ma reconnaissance à mes Parents. Ce manuscrit est aussi l'aboutissement de leurs sacrifices et de leur soutien. Mes derniers mots vont de nouveau aux instigateurs du projet car celui-ci m'a apporté bien plus qu'une expérience professionnelle. Il a été l'occasion de venir découvrir les charmes de la Normandie. Je pense à sa population, accueillante. Je pense particulièrement à une Manchoise, Brigitte CAUQUELIN. Mais un merci ne suffit pas à celle qui remplit mon coeur, celle qui m'a soutenu quotidiennement, supporté, encouragé à poursuivre la rédaction par des *"Bon ! A présent, au boulot !"*, conseillé et minutieusement corrigé, jusqu'au point manquant à la figure 3.2. Ne cherchez pas, il reste évidemment des coquilles !

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Table des matières

Introduction générale **17**

1 Les résonateurs MEMS **21**

1 Problématique et positionnement 22

1.1 Problématique générale de l'intégration des composants électroniques 22

1.1.1 Les premières étapes de l'intégration 22

1.1.2 Au-delà de la loi de Moore 22

1.2 L'intégration de composants pour la radiofréquence 25

1.2.1 L'intégration de composants passifs sur silicium 25

1.2.2 Le principe des communications radiofréquences 26

1.2.3 La stabilité de l'oscillateur 28

1.2.4 Un résonateur à quartz comme référence de temps 29

1.2.5 Les microtechniques pour une alternative au quartz 30

2 Etat de l'art 32

2.1 Géométries et modes de vibration 32

2.1.1 Hypothèses des matériaux 32

2.1.2 Masse suspendue 32

2.1.3 Poutres oscillant sur un mode de flexion 33

2.1.4 Poutres oscillant sur un mode d'élongation 35

2.1.5 Plaque carrée oscillant en mode dilatation 37

2.1.6 Plaque circulaire oscillant en mode dilatation 39

2.1.7 Anneau oscillant en mode dilatation 40

2.1.8 Bilan sur la partie résonante 41

2.2 Actionnement et détection 42

2.2.1 L'effet électromagnétique 42

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2.2 L'effet électrothermique 43
2.2.3 L'effet piézorésistif 43
2.2.4 L'effet piézoélectrique 44
2.2.5 L'effet capacitif 44
2.2.6 Modèle électrique équivalent du résonateur à transducteur capacitif 47
2.3 Fabrication 53
2.3.1 Substrat de base 53
2.3.2 Partie vibrante 53
2.3.3 Transducteur capacitif 54
2.3.4 Intégration avec l'électronique 55
3 Conclusion 56

2 Résonateurs fonctionnant sur un mode de vibration de flexion 57

1 Résonateurs en aluminium fonctionnant sur un mode de flexion 59
1.1 Principe et Fabrication 59
1.2 Mise en place des modèles et du banc de mesures 61
1.2.1 Modélisation par des éléments finis 61
1.2.2 Modèle électrique *petit-signal* 63
1.2.3 Modèle électrique *grand-signal* 63
1.2.4 Matériel et dispositif de mesure 65
1.3 Modélisation et caractérisation des résonateurs en aluminium 66
1.3.1 Fréquences et modes propres 66
1.3.2 Influence d'une contrainte résiduelle 67
1.3.3 Influence des tensions d'alimentation 70
1.3.4 Influence de la température 74
1.4 Conclusion sur les résonateurs en aluminium 74
2 Résonateur tubulaire en silicium monocristallin 77
2.1 Principe et Fabrication 77
2.2 Fréquences et modes propres 79
2.2.1 Analyse modale par éléments finis 79
2.2.2 Mesures électriques 79
2.3 Conclusion sur les résonateurs tubulaires en silicium 82
3 De nouvelles ambitions 84

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

4 Conclusion 86

3 Technologie de fabrication des résonateurs en silicium monocristallin 89

1 Procédé de fabrication étape par étape 91

1.1 Présentation rapide du procédé de fabrication 91

1.2 Gravure verticale des parties mobiles (étapes "DE" et "BE") 92

1.3 Dopage du silicium (étape "Dop") 94

1.4 Dépôt de la couche mince d'oxyde thermique (étape "Ox1") 95

1.5 Formation des électrodes fixes en poly*Si* (étape "PS") 95

1.6 Formation de la seconde couche d'oxyde (étape "Ox2") 97

1.7 Formation de la couche structurelle en poly*Si* épais (étape "PS2") 98

1.8 Formation du film de protection pour la gravure humide (étape "HM") 99

1.9 Libération et séchage des dispositifs (étape "HF") 99

2 Etude sur les contraintes résiduelles dans le polysilicium 102

2.1 Introduction 102

2.2 Variables du procédé pour l'étape "PS2" 103

2.2.1 Epaisseur du dépôt 103

2.2.2 Nombre de couches 104

2.2.3 Traitement thermique post-dépôt 104

2.2.4 Procédés de fabrication testés 105

2.3 Configuration des structures de tests mécaniques 105

2.4 Démarche appliquée 108

2.5 Comparaison des procédés 114

2.6 Déformations simulées des poutres et membranes de support 116

2.7 Mise en pratique dans le procédé complet 119

3 Conclusion sur la fabrication des résonateurs en silicium 121

4 Résonateurs en silicium monocristallin fonctionnant sur un mode extensionnel 123

1 Dispositifs réalisés 124

2 Modélisation et caractérisation des résonateurs circulaires 125

2.1 Fréquences et modes propres 125

2.2 Influence des niveaux de tension 130

2.2.1 Raideur électrostatique 131

2.2.2 Variations de l'amplitude des pics 132

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2.3 Non-linéarités . . . 138
2.3 Influence de la température . . . 141
2.4 Influence du milieu gazeux . . . 142
2.5 Influence des ancrages . . . 146
2.6 Pertes intrinsèques . . . 148
2.6.1 Généralités . . . 148
2.6.2 Amortissement thermoélastique . . . 149
3 Quelques caractéristiques des résonateurs carrés . . . 150
4 Conclusion du chapitre . . . 152

Conclusion et perspectives **155**

TABLE des ANNEXES **171**

A Publications **175**

B Modèles éléments finis **177**
1 Anneau suspendu par des poutres . . . 177
2 Résonateur tubulaire . . . 182
3 Résonateur circulaire . . . 185
4 Déformation des structures en polysilicium . . . 189
4.1 Macro pour introduire les précontraintes . . . 189
4.2 Structures de tests mécaniques : Poutres bi-encastrées ou encastrées-libres . . . 189
4.2.1 Corps du programme . . . 189
4.2.2 Paramètres dimensionnels . . . 191
4.2.3 Propriété des matériaux . . . 191
4.2.4 Construction du modèle géométrique . . . 191
4.2.5 Maillage du modèle géométrique . . . 192
4.2.6 Analyses statiques des déformations . . . 193
4.2.7 Ecriture des résultats dans un fichier de texte . . . 194
4.3 Membrane et poutres de support des résonateurs circulaires . . . 195
4.3.1 Corps du programme . . . 195
4.3.2 Paramètres dimensionnels . . . 197
4.3.3 Propriété des matériaux . . . 197
4.3.4 Construction du modèle géométrique plan du support . . . 198

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

4.3.5 Extension 3D et maillage du support 198
4.3.6 Construction du modèle géométrique du résonateur 199
4.3.7 Analyse statique des déformations 200

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

TABLE DES MATIÈRES

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Table des figures

1.1 Complémentarité SoC et SiP 24
1.2 Schéma synoptique du module SiP UAA3587 27
1.3 Schéma synoptique d'un oscillateur 28
1.4 Lien entre facteur de qualité et stabilité 29
1.5 Résumé de l'état de l'art : facteur de qualité en fonction de la fréquence 43
1.6 Schéma d'un transducteur capacitif 46
1.7 Modèles RLC série et parallèle d'un résonateur à transduction capacitive 51
1.8 Modèles RLC parallèles d'un résonateur à 1 ou 2 transducteurs capacitifs 52

2.1 Vue en coupe d'un résonateur annulaire en aluminium 60
2.2 Photos d'un résonateur annulaire libéré 61
2.3 Modèle éléments finis d'un résonateur annulaire 62
2.4 Schéma électrique équivalent d'un résonateur (R_m, L_m, C_m, C_0) 63
2.5 Modèle électromécanique ADS d'un résonateur à transduction capacitive 65
2.6 Schéma électrique ADS pour la mesure d'impédance du modèle électromécanique . . 66
2.7 Schéma du banc de mesures des résonateurs MEMS 66
2.8 Formes propres correspondant aux 1ers modes de vibration d'un résonateur annulaire 68
2.9 Simulation de l'influence d'une contrainte biaxiale sur les premiers modes de résonance 69
2.10 Spectres mesurés de la conductance et de la capacité d'un résonateur annulaire . . . 71
2.11 Spectres simulés de la conductance et de la capacité d'un résonateur annulaire 72
2.12 Influence de la température sur la fréquence de résonance d'un résonateur annulaire . 74
2.13 Représentation de la coupe d'un résonateur tubulaire 78
2.14 Formes propres correspondant aux 1ers modes de vibration d'un résonateur tubulaire 80
2.15 Spectres de l'impédance mesurée sur un résonateur tubulaire 81
2.16 Vue en coupe des principaux constituants d'un disque résonant 85

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

3.1 Phases du procédé type Bosch pour la gravure profonde du silicium 93
3.2 Vue MEB en coupe d'une gravure en face arrière 94
3.3 Vue MEB en coupe d'une tranchée gravée dans le substrat de silicium puis comblée . 96
3.4 Représentation du phénomène de collage des microstructures 100
3.5 Diagramme de phase du CO_2 101
3.6 Schéma de principe des structures de tests mécaniques 106
3.7 Méthode de détermination des contraintes dans les matériaux déposés 109
3.8 Déformations typiques des structures de tests mécaniques 110
3.9 Modèles éléments finis des structures de tests mécaniques 111
3.10 Simulation de la déflexion de poutres enc.-libres en fonction du gradient de contrainte 112
3.11 Comparaison des déformations mesurées et simulées pour différentes poutres 113
3.12 Simulation des déformations d'un anneau de Guckel en fonction des contraintes . . . 113
3.13 Variation des contraintes dans le polysilicium en fonction de la durée de recuit 115
3.14 Modèles des supports de type "poutres" ou "membrane" 117
3.15 Flexion subie par le support en fonction des contraintes appliquées 117
3.16 Cas typiques des déformations mesurées pour les poutres et membranes de support . 120

4.1 Formes propres correspondant aux modes de vibration d'un résonateur circulaire . . 128
4.2 Influence de variations géométriques sur la fréquence propre d'un disque 129
4.3 Mesures de la dépendance de la fréquence de résonance avec la tension de polarisation 132
4.4 Spectres d'impédance d'un résonateur circ. pour différentes tensions de polarisation . 133
4.5 Mesure de la dépendance des pics de phase et de module avec la tension de polarisation 136
4.6 Comparaison des spectres d'impédance mesurés et simulés avec le modèle ADS . . . 138
4.7 Spectres d'impédance d'un résonateur circ. pour différentes tensions de fonctionnement 140
4.8 Evolution du nombre de Knudsen en fonction de la pression 144
4.9 Influence de la pression ambiante sur le spectre d'impédance d'un résonateur circulaire 145
4.10 Variations de la fréquence et du coefficient d'amortissement mesurés sur un résonateur circulaire en fonction de la pression ambiante 146
4.11 Variation simulée de la fréquence de résonance d'un résonateur circulaire en fonction de la largeur de l'ancrage 147
4.12 Spectres d'impédance d'un résonateur carré pour différentes tensions de polarisation 151
4.13 Spectres d'impédance d'un résonateur carré pour différentes tensions d'actionnement 152

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Liste des tableaux

1.1 Valeurs du paramètre λ_n pour les premiers modes de flexion d'une poutre. 34
1.2 Valeurs du paramètre λ_n pour les premiers modes d'élongation d'une poutre. 37
1.3 Fréquences de résonance pour les géométries les plus courantes 42
1.4 Résumé des types de transductions 45

2.1 Fabrication des résonateurs en aluminium fonctionnant sur un mode de flexion 59
2.2 Dimensions des résonateurs annulaires en aluminium 61
2.3 Propriétés matériaux pour les simulations par éléments finis des résonateurs annulaires 62
2.4 Fréquences mesurées et simulées des résonateurs en aluminium 67
2.5 Eléments caractéristiques d'un résonateur annulaire 72
2.6 Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent d'un résonateur annulaire . 73
2.7 Fabrication des résonateurs tubulaires en silicium monocristallin 78
2.8 Eléments caractéristiques d'un résonateur tubulaire 82
2.9 Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent d'un résonateur tubulaire . 82
2.10 Comparaison des circuits RLC équivalents de résonateurs annulaires et tubulaires . . 88

3.1 Résumé des principales étapes de fabrication pour les résonateurs en silicium 91
3.2 Comparaison des supports de type "poutres" ou "membrane" 98
3.3 Caractéristiques critiques des gravures humides 100
3.4 Déplacements possibles pour les partie mobiles des disques résonants 103
3.5 Procédés de dépôt des polysilicium testés 105
3.6 Propriétés matériaux utilisées pour les simulations de déformation du polysilicium . 111
3.7 Contraintes déterminées pour différents procédés de formation du polysilicium . . . 114
3.8 Evaluation des risques de contact liés aux contraintes après différents cas de recuits . 118

4.1 Paramètres mécaniques du modèle analytique du disque résonant de référence 127

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

4.2 Propriétés matériaux du modèle éléments finis des disques résonants 128
4.3 Précision de la fréquence de résonance mesurée pour différents résonateurs 129
4.4 Eléments caractéristiques d'un résonateur circulaire 137
4.5 Mesures fréquentielles pour les résonateurs carrés 150
4.6 Eléments caractéristiques d'un résonateur carré 151
4.7 Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent du résonateur circulaire . . 154
4.8 Comparatif général des trois concepts étudiés 161

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Introduction générale

Les défis lancés par Richard Feynman lors de son célèbre discours de décembre 1959 sont rapidement remportés grâce au montage d'un moteur électrique fonctionnant dans un volume de $1/64\,\mathrm{in}^3$ ($250\,\mathrm{mm}^3$) et grâce à l'écriture d'une page de livre à une échelle de $1/25\,000$ par un faisceau d'électrons. Avec une taille millimétrique, le premier prototype représente une étape vers la miniaturisation de systèmes mécaniques à des échelles microscopiques, voire nanoscopiques. Quant au second, il préfigure les techniques de lithographie électronique utilisées de nos jours lorsqu'une précision de fabrication nanométrique est requise. Avec dans les mêmes années l'invention des circuits intégrés et leur mise en oeuvre par des techniques de fabrication planaire, on retrouve ici les prémices de véritables *microsystèmes*, qui combinent dans un unique composant des éléments électroniques, mécaniques, optiques, fluidiques, *etc.* de taille microscopique. Les frontières entre les différentes disciplines s'amenuisent progressivement : la miniaturisation favorise l'interfaçage de systèmes de nature différente et une meilleure intégration des systèmes permet de réduire les dimensions.

Parmi les nombreuses associations possibles, les systèmes électromécaniques, plus connus sous le sigle anglo-saxon *MEMS* (pour *MicroElectroMechanical Systems*), illustrent parfaitement ce contexte. En effet, les techniques de fabrication utilisées pour la microélectronique sont à la base des systèmes électromécaniques et les composants électromécaniques peuvent remplacer d'autres composants pour assurer un meilleur niveau d'intégration.

La combinaison entre électronique et mécanique est typiquement envisagée dans le cas des appareils électroniques portables afin d'offrir davantage de fonctionnalités à l'utilisateur. Nous pouvons citer les exemples de commutateurs, de filtres électroniques, de microphones ou de capteurs inertiels qui peuvent ou pourront être insérés dans les téléphones mobiles sous la forme de MEMS.

Les microsystèmes représentent l'une des approches possibles pour répondre au besoin de miniaturisation et d'intégration dans ce secteur. Elle reste marginale devant les innovations qui concernent principalement la réduction de taille des composants électroniques ou leur assemblage. En tant que fournisseur de solutions pour les applications radiofréquences, la société NXP Semiconductors

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

(fondée par Philips Semiconductors) propose notamment une technologie d'intégration de composants passifs sur silicium. Au lieu de connecter certains composants électroniques discrets sur un circuit imprimé, les circuits intégrés sont directement assemblés sur un support en silicium dans lequel les composants passifs ont été fabriqués auparavant. Cette solution permet d'obtenir une puce regroupant la majorité des éléments d'un émetteur-récepteur de téléphone portable. L'horloge de référence en constitue un contre-exemple. Cette fonction essentielle aux radiocommunications est assurée par un résonateur à quartz. Choisi pour la précision et la stabilité de sa fréquence d'oscillation, il s'agit d'un élément volumineux et difficilement intégrable. Parmi les nombreuses recherches menées afin de le remplacer par un assemblage de matériaux compatibles avec les procédés de la microélectronique, les MEMS résonants apparaissent comme une alternative envisageable.

L'objectif de ce projet a donc été de combiner ces deux approches complémentaires afin d'étudier la faisabilité de microstructures résonantes destinées aux applications radiofréquences à partir de la technologie d'intégration de composants passifs sur silicium développée par NXP. L'étude a été menée par une collaboration entre l'équipe *IC-RF* (*Innovation Center for RadioFrequency*) de NXP Semiconductors Caen et le groupe *NAM6 - Nano And Micro Systems* de l'IEMN (Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie). Le procédé industriel ayant été développé sur le site de Caen, nous nous sommes appuyés sur le savoir-faire de l'équipe *Technology Development*. Pour les aspects spécifiques aux microsystèmes résonants, nous avons bénéficié des travaux antérieurs menés à l'IEMN [Galayko02, Quevy02, Agache03]. Contrairement aux stratégies qui s'orientent généralement vers une fabrication des microsystèmes soit sur le même substrat que le circuit intégré de commande, soit sur une plaque *SOI* (*Silicon On Insulator*), notre objectif était de les réaliser sur un substrat standard de silicium en privilégiant une intégration avec les composants passifs. Au cours de ce projet, nous avons conçu, réalisé et caractérisé trois concepts de dispositifs reposant sur un actionnement et une détection électrostatiques. Le but de ce manuscrit est de vous présenter les résultats obtenus aussi bien que les méthodes y conduisant. Il s'articule autour de quatre chapitres mêlant les aspects théoriques et les résultats.

Le premier chapitre est destiné à positionner nos travaux parmi les différentes tendances observées. Tout d'abord d'un point de vue électronique, nous allons voir comment l'intégration de composants passifs sur silicium permet de miniaturiser les fonctions d'émission et de réception des systèmes radiofréquences. En prolongement de cette solution, l'intégration de l'horloge de référence est une étape essentielle mais délicate compte tenu des spécificités requises. Puis du point de vue des microsystèmes, ceci nous amène à faire un état de l'art des résonateurs MEMS en nous intéressant à leur configuration et les techniques de fabrication employées.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Le contexte général ayant été posé, les trois concepts sont successivement présentés dans le deuxième chapitre. Une première série de structures en aluminium permet de passer rapidement de la théorie à la pratique grâce à un minimum d'étapes de fabrication, et ainsi de mettre en place les outils nécessaire à l'analyse des prototypes. Leurs faibles performances nous conduisent à adapter différemment le procédé industriel ; nous nous orientons alors vers un micro-usinage en volume. Une structure tubulaire gravée dans le substrat de silicium est alors proposée. Ses caractéristiques sont meilleures mais restent insuffisantes. La priorité pour concevoir le troisième concept est alors donnée à la performance plutôt qu'au strict respect du procédé industriel initial.

Cette latitude supplémentaire nous amène à élaborer de nouvelles étapes de fabrication dédiées à la réalisation de structure en silicium cristallin vibrant suivant un mode extensionnel. Les aspects technologiques sont regroupés dans le troisième chapitre. Une première partie décrit le procédé étape par étape. Puis une seconde est réservée à une étude intermédiaire importante : l'élaboration d'un film de silicium peu contraint.

La mise en oeuvre de ce processus a débouché sur des prototypes de résonateurs en silicium fonctionnant sur le premier mode de dilatation. Nous étudions dans le dernier chapitre leur comportement en fonction des conditions d'utilisation. En confrontant les mesures électriques à divers modèles de complexité variable, nous pouvons constater une nette progression de la précision et de la stabilité de la fréquence de résonance.

La conclusion est finalement l'occasion de comparer les trois concepts et de mettre en perspective les bonnes performances mesurées sur les derniers prototypes avec les besoins relatifs aux applications radiofréquences.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Chapitre 1

Les résonateurs MEMS

*Les microsystèmes résonants constituent l'une des voies envisagées pour répondre aux besoins perpétuels de miniaturisation et d'intégration. Sous le premier terme se cache la volonté de réduire la taille des appareils, et par voie de conséquence, les puces électroniques qui les composent. Quant au second terme, il faut le comprendre comme un souhait d'offrir de plus en plus de fonctions sans augmentation de taille. Les deux sont fondamentalement liés, et dans un contexte économique ne doivent pas être accompagnés de surcoût. Une autre réponse à cette évolution est apportée par une technique qui consiste à reporter de multiples circuits intégrés sur un support en silicium intégrant des composants passifs et les connexions électriques. Nous explorons dans ce projet la perspective de pouvoir combiner ces deux approches complémentaires. Pour cela, nous cherchons à savoir si les moyens utilisés pour la fabrication des composants passifs sur silicium peuvent être adaptés afin de produire des microsystèmes électromécaniques (*MicroElectroMechanical Systems*, MEMS) destinés à des applications radiofréquences.*

Le premier volet de ce chapitre est destiné à comprendre les évolutions technologiques qui ont progressivement débouché sur l'assemblage de plusieurs puces dans un unique boîtier. Puis nous nous intéresserons plus particulièrement au cas des applications radiofréquences. Celles-ci nécessitent une horloge de référence habituellement réalisée à partir d'un cristal de quartz. Nous verrons que les résonateurs MEMS se présentent comme l'une des meilleures alternatives à ce composant. Très étudié car véritablement prometteur, nous consacrerons la seconde partie de ce chapitre à une revue de différentes solutions envisagées pour réaliser et améliorer ce genre de microsystèmes. L'état de l'art concernera l'élément mobile mis en vibration, les moyens de le mettre en résonance et la mise en oeuvre de tels dispositifs. Les possibilités technologiques offertes par l'outil industriel disponible sur place nous orientent rapidement vers des résonateurs de type capacitif fabriqués sur silicium.

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

1 Problématique et positionnement

1.1 Problématique générale de l'intégration des composants électroniques

1.1.1 Les premières étapes de l'intégration

Avec l'électronique et des montages de plus en plus complexes naît le besoin de miniaturisation. Au niveau des composants, le passage du tube électronique au transistor en est une étape essentielle à la fin des années 40. D'autres travaux sont menés afin de réduire les connexions entre les composants : en 1952, Geoffrey W.A. Dummer énonce lors d'une conférence à Washington D.C. la possibilité de fabriquer plusieurs composants sur un unique support, sans toutefois en démontrer la faisabilité. Il faut attendre 1958 pour que Jack Kilby connecte à l'aide de fils d'or cinq composants sur un support en germanium et forme ainsi un oscillateur. Il dépose l'année suivante un brevet protégeant son idée de circuit électronique miniaturisé [Kilby64]. Une évolution notable des circuits intégrés fait également son apparition en 1959 : la technologie planaire permet de fabriquer et connecter des composants sur un substrat grâce à des dépôts en couche mince de diélectriques et métaux.

Un nouveau pas vers la miniaturisation des circuits est franchie cinq années plus tard au sein de la firme américaine `IBM`. Les ingénieurs mettent au point un procédé pour lequel des composants discrets sont connectés à un substrat en céramique sans utiliser de fils. Cette technique consiste à encapsuler un composant en laissant des ouvertures au niveau de contacts définis sur le substrat du composant. On fait ensuite croître des billes de soudure au-dessus du composant, à l'endroit des ouvertures. Puis ce dernier est retourné et disposé sur le support en céramique avant d'y être soudé par refonte des billes. On parle alors généralement de puces retournées ou de connexion par billes [Davis64].

Ces évolutions illustrent deux axes permettant d'inclure des fonctions électroniques de plus en plus complexes dans un minimum d'espace [Moore65] :

- Fabriquer le maximum de composants ou fonctions sur un unique substrat semiconducteur (dit monolithique) ;
- Assembler et interconnecter des circuits dans une puce de taille réduite.

1.1.2 Au-delà de la loi de Moore

D'après Gordon E. Moore [Moore65], ces deux approches sont tout à fait complémentaires. L'une ou l'autre va être naturellement privilégiée en fonction des coûts de fabrication, de test et de montage des sous-systèmes qui réalisent une certaine fonction. En 1965, le co-fondateur d'`Intel` s'intéresse

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

au prix de revient par composant pour un circuit intégré. Il note que pour un circuit simple, ce coût diminue lorsque le nombre de composants augmente. En revanche, pour des questions de fiabilité et de rendement, le coût par composant finit par grimper si la complexité du circuit augmente. Cela indique, pour une technologie de fabrication donnée, la présence d'un coût minimum par composant qui correspond à une complexité optimale. Au-delà, il devient plus avantageux d'associer plusieurs puces plutôt que de fabriquer l'ensemble sur une seule.

Depuis, l'industrie microélectronique s'efforçant de suivre ce qui est devenu la *loi de Moore*, les principales évolutions ont davantage concerné les techniques de fabrication des circuits intégrés monolithiques : fabriquer des transistors et des mémoires de plus en plus petits sur des substrats de silicium de plus en plus grands. Ceci a naturellement conduit à accroître le coût des matériaux et des procédés de fabrication. De façon à amortir les importants investissements que représente chaque saut technologique, une approche a été d'adopter une architecture permettant une plus grande polyvalence des circuits intégrés. Cette solution, connue sous la dénomination anglaise de SoC, pour *System-on-Chip* (système sur une puce), combine sur un même substrat les éléments de gestion et de stockage des informations binaires, ainsi que les interfaces avec les périphériques ou l'environnement extérieur.

Parallèlement, les solutions d'assemblage de plusieurs circuits intégrés dans un même boîtier se sont souvent révélées économiquement peu intéressantes malgré les avantages techniques. D'un côté, les composants multipuces réduisent les connexions et donc les éléments parasites, ainsi que la complexité et la taille des circuits imprimés. Mais d'un autre, il devient difficile et coûteux de les tester en production. Les systèmes sur puce sont donc souvent privilégiés.

Cette tendance change toutefois au cours des années 90 : alors que les coûts de mise sur le marché des systèmes sur puces continuent de s'envoler, les appareils électroniques portables connaissent un remarquable succès et leurs fonctionnalités tendent à se diversifier. La recherche du coût optimal par fonction plaide donc en faveur des solutions hybrides. Grâce à une meilleure intégration comparé à un substrat céramique, les modules multipuces sur silicium (*Silicon-on-Silicon Multi-Chip Modules*) peuvent être montés dans des boîtiers standards pour un coût de fabrication réduit. Ils s'adaptent donc davantage à des marchés grand-public tels que la téléphonie cellulaire [Bang92]. Une étape importante vers l'intégration d'un système ou sous-système complet est par ailleurs franchie en 1992 avec la fabrication de composants passifs sur le substrat en silicium [Frye92].

La société `Amkor Technology` souhaite afficher une rupture avec les solutions multipuces obsolètes en introduisant le terme de "système dans un boîtier" (ou *System in Package*, SiP). Elle conçoit à la fin de cette décennie un système complet de caméra miniature comprenant le capteur, les lentilles et l'ensemble des composants actifs et passifs de gestion. Dans sa définition du terme

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

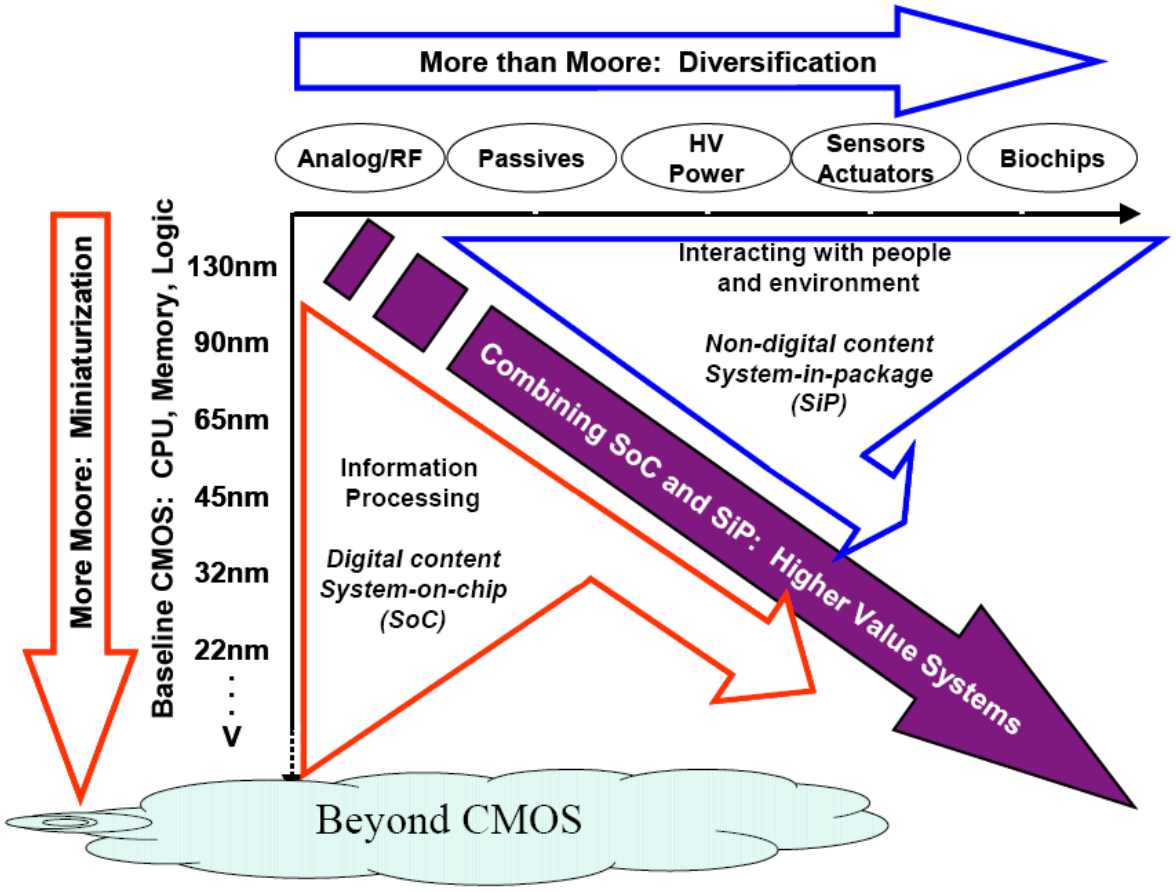


FIG. *1.1* – *Vision de la complémentarité entre les approches SoC et SiP [SIA05].*

SiP, on retrouve le fait qu'il s'agit d'un bloc fonctionnel intégré dans un boîtier comportant des puces semiconductrices, des composants passifs intégrés ou discrets, des interconnexions au niveau de la puce, et d'autres composants tels que des antennes, des connecteurs, des quartz [Hoffman01]. Cela suggère que les solutions de système dans un boîtier permettent de tirer partie de tout un éventail de technologies optimisées pour le numérique, la radiofréquence (RF), la puissance, les composants passifs, *etc.* , mais aussi faire l'interface avec d'autres domaines physiques tels que l'optique, la mécanique, la biologie, la fluidique, *etc.*

Au-delà de la loi de Moore essentiellement tournée vers la miniaturisation des fonctions numériques, les termes *More than Moore* et *Much More than Moore* apparaissent fin 2004 pour désigner la volonté de miniaturiser et diversifier les fonctions non-numériques intégrées dans un unique composant [Roosmalen04, Cognetti04]. Les deux approches complémentaires décrites ici peuvent être résumées par le schéma 1.1 extrait de [SIA05].

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

1.2 L'intégration de composants pour la radiofréquence

1.2.1 L'intégration de composants passifs sur silicium

Les systèmes de communication sans fil sont un exemple typique pour lequel une solution SiP complète l'approche SoC. Du fait de la coexistence de multiples standards, les circuits intégrés requièrent de nombreux composants passifs autour des fonctions radiofréquences : inductances, capacités et résistances permettent les adaptations d'impédance, le filtrage et le découplage. La technologie proposée par la compagnie `Philips Semiconductors` porte l'acronyme PICS (*Passive Intergration Connecting Substrate*) et se caractérise par [Roozeboom05, Murray07] :

- un substrat en silicium ;
- un faible nombre de couches déposées et gravées (6 films d'oxyde, nitrure, polysilicium dopé et métaux pour la version 1 notée PICS1) ;
- la formation en surface des résistances en polysilicium dopé, des inductances métalliques, des capacités planaires de type Métal-Isolant-Métal (MIM) ou Métal-Oxyde-Silicium (MOS) ;
- l'utilisation d'une étape de gravure sèche profonde de type Bosch [Larmer98] pour réaliser des capacités de haute densité dans le substrat ;
- une connexion par bille de la puce active sur la puce passive (puce PICS) afin de minimiser la taille des interconnexions ;
- un montage en boîtier standard.

Grâce à une succession d'étapes de gravures isotropiques et de dépôts d'une couche protectrice, la gravure profonde de type Bosch autorise la formation de structures dont les dimensions planaires sont typiquement de l'ordre du micron pour une profondeur de quelques dizaines de microns. La surface développée est alors démultipliée comparée à la zone planaire occupée. En conséquence, la capacité MOS formée par ces motifs se trouve augmentée du même facteur en comparaison des capacités planaires. Par exemple, les données techniques de la première version mentionnent un gain de 20 permettant d'atteindre plusieurs dizaines de $\mathrm{nF/mm^2}$.

Les inductances sont quant à elles formées par les deux niveaux métalliques d'interconnexion qui autorisent la fabrication de composants multitours de $\mathrm{quelques\,nH}$ pour des facteurs de qualité d'environ 10 dans les fréquences de $\mathrm{plusieurs\,GHz}$.

Les résistances sont finalement fabriquées dans une couche de silicium polycristallin dopée *in-situ* par des atomes de phosphore.

La bibliothèque des composants passifs réalisables par le procédé PICS permet à `Philips Semiconductors` de démontrer en 2004 la faisabilité d'un module complet de communication

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Bluetooth™[Philippe04]. Le produit commercialisé intègre les capacités de découplage, les filtres d'antenne, des transformateurs qui couplent l'antenne aux circuits électroniques de réception et transmission, ainsi que le filtre de boucle du synthétiseur radiofréquence [BGB203].

Nous pouvons néanmoins remarquer dans cet exemple qu'il subsiste un élément externe : le quartz, qui génère la base de temps du synthétiseur. Il s'agit là d'une limitation récurrente dans le domaine RF. Nous pouvons illustrer cette problématique avec un autre produit RF-SiP issu de `Philips Semiconductors` : le UAA3587, un module radiofréquence émetteur-récepteur destiné aux téléphones portables [UAA3587]. Il doit être associé à un oscillateur compensé en température. Alors que le UAA3587 représente une superficie de $36\,\mathrm{mm}^2$, l'oscillateur couvre environ $9\,\mathrm{mm}^2$, soit un quart du composant principal.

1.2.2 Le principe des communications radiofréquences

Le rôle de l'oscillateur est central dans une chaîne d'émission ou de réception radiofréquence. En effet, le principe des communications radiofréquences repose sur la transmission de données *via* une onde porteuse modulée en amplitude, en fréquence ou en phase. La qualité de la transmission va en fait dépendre de l'efficacité du système à distinguer l'information utile de l'onde porteuse, ou en d'autres termes, de l'adéquation entre la porteuse générée par l'émetteur et la connaissance qu'en a le récepteur. Le signal transmis est caractérisé par la fréquence de l'onde porteuse et la bande de fréquence dans laquelle elle peut être modulée. Par exemple, pour le standard GSM 900 étendu (GSM pour *Global System for Mobile communications*), les transmissions se font avec des ondes porteuses de fréquence allant de 880 à $915\,\mathrm{MHz}$ pour une émission vers les téléphones et de 925 à $960\,\mathrm{MHz}$ pour une émission depuis le téléphone, avec une bande de fréquence de $200\,\mathrm{kHz}$ réservée à chaque signal. Il existe de multiples autres standards définis pour la téléphonie cellulaire.

De façon générale, le système d'émission-réception fonctionne à l'aide d'un oscillateur local créé à partir d'une boucle à verrouillage de phase (PLL, *Phase-Locked Loop*). Celle-ci génère à partir d'un oscillateur de référence délivrant une fréquence basse et fixe (13 ou $26\,\mathrm{MHz}$), une fréquence plus importante dont la valeur est contrôlée par un signal de commande. Associée à un multiplieur, cette fréquence est utilisée soit pour convertir la fréquence d'un signal vers une fréquence intermédiaire, soit directement en tant qu'onde porteuse. Si l'on reprend notre exemple du module UAA3587, le diagramme présenté en Fig. 1.2 illustre l'utilisation d'une PLL dans une architecture d'émission à conversion directe et une architecture de réception pour laquelle la fréquence intermédiaire est proche de zéro ($100\,\mathrm{kHz}$, soit la moitié de la bande de fréquence pour les standards GSM). Un oscillateur $26\,\mathrm{MHz}$ compensé en température, externe, sert de référence pour la PLL intégrée dans le module.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

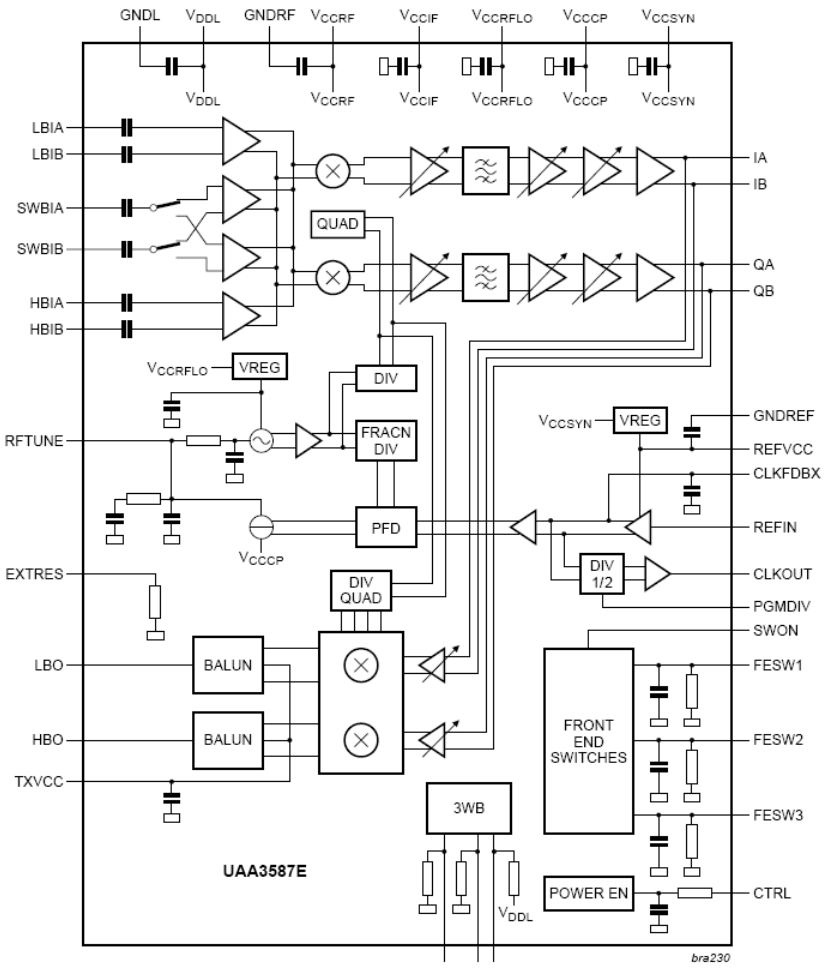


FIG. *1.2* – *Schéma synoptique du module SiP UAA3587 de* `Philips Semiconductors`. *On peut y voir les chaînes d'émission et de réception GSM/GPRS/EDGE connectées à une PLL [UAA3587].*

Elle délivre une fréquence qui est celle de la porteuse à $100\,\mathrm{kHz}$ près. Sa sortie est connectée à la chaîne d'émission (Tx) par l'intermédiaire d'un circuit qui la multiplie aux signaux de données (I et Q), ce qui a pour effet de créer un signal, qui une fois filtré et amplifié, est transmis à l'antenne. La sortie de la PLL est d'autre part connectée à la chaîne de réception. En multipliant le signal reçu à cette fréquence de référence, on génère une composante de fréquence comprise entre 0 et $200\,\mathrm{kHz}$. Une fois filtrée et amplifiée, elle est décodée afin d'extraire les données utiles. On constate alors que toute variation en fréquence ou en phase sur le signal de référence se répercutera dans la boucle à verrouillage de phase, et par suite dans les signaux émis ou à décoder.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

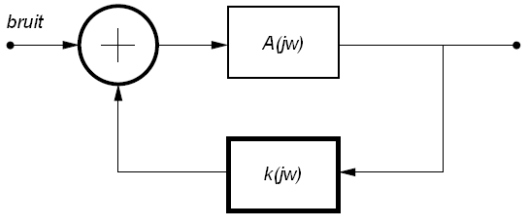


FIG. *1.3* – *Schéma synoptique d'un oscillateur.*

1.2.3 La stabilité de l'oscillateur

Un oscillateur peut se représenter de façon simple par le schéma synoptique de la figure 1.3. Il comprend :

- un amplificateur qui compense les pertes d'énergie et assure l'auto-entretien du signal généré ;
- une contre-réaction qui réinjecte dans le système une partie du signal issu de l'amplificateur.

Si l'on note $A(j\omega)$ et $k(j\omega)$ respectivement les fonctions de transfert de l'amplificateur et de la contre-réaction, le gain de boucle s'écrit $H(j\omega) = A(j\omega)k(j\omega)$. L'étude des pôles de la fonction de transfert du système bouclé permet de déterminer les conditions de démarrage : pour obtenir un comportement oscillatoire (et non pas une croissance exponentielle), il doit exister au moins deux pôles complexes conjugués à partie réelle positive. Il faut de plus que la phase s'annule, ce qui détermine la fréquence d'oscillation f_{osc} et la pulsation correspondante ω_{osc}. Ces conditions d'oscillations s'expriment sur l'amplitude et la phase de $H(j\omega)$ par les relations :

$$\begin{cases} |A(j\omega_{osc})k(j\omega_{osc})| \geq 1 \\ \angle A(j\omega_{osc})k(j\omega_{osc}) = 0[2\pi]. \end{cases}$$

Dans le régime établi, l'amplitude d'oscillation reste constante et le système respecte le critère de Barkhausen :

$$A(j\omega_{osc})k(j\omega_{osc}) = 1.$$

L'étude de ce régime se fait en linéarisant le dispositif autour de son point de fonctionnement dans l'approximation dite du premier harmonique. En général, le gain de l'amplificateur est souhaité constant autour de la pulsation visée ω_{osc} alors que la contre-réaction doit fortement dépendre de ω afin de fixer ω_{osc} de façon stable.

Un tel système dont l'amplitude de la fonction de transfert présente un maximum d'amplitude pour une fréquence particulière est appelé résonateur. Le facteur de qualité, noté Q, est une caractéristique importante du résonateur à laquelle est liée la stabilité de l'oscillateur. Q est défini comme

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

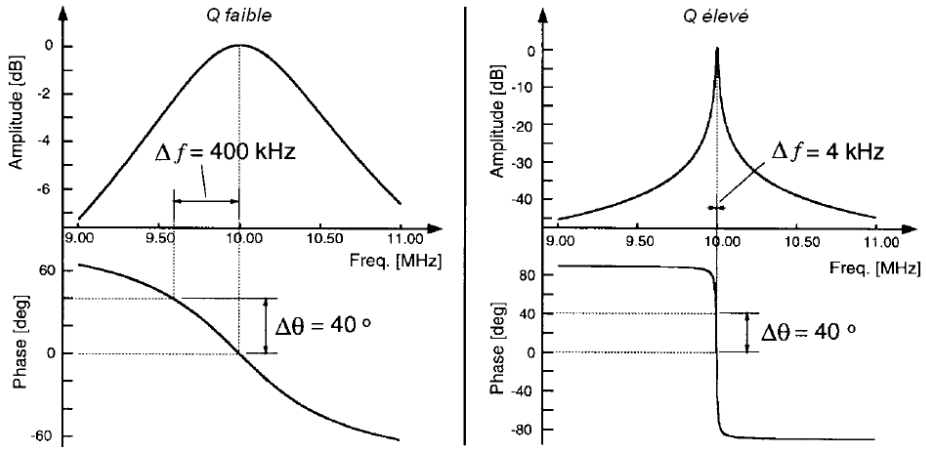


FIG. *1.4* – *Comparaison entre la fonction de transfert d'un résonateur de Q faible, peu stable, et d'un second de Q élevé et donc plus stable.*

2π fois le ratio entre le maximum d'énergie stockée dans le système et l'énergie dissipée au cours d'un cycle. De façon équivalente lorsque sa valeur est grande, il peut être vu comme le ratio entre la fréquence du maximum d'amplitude f_{osc} et la bande de fréquence Δf pour laquelle l'énergie est supérieure à la moitié de l'énergie maximum. La figure 1.4 représente les fonctions de transfert de deux résonateurs ayant des facteurs de qualité différents. Considérons un oscillateur basé sur l'un ou l'autre des résonateurs dans son régime établi, c'est-à-dire fonctionnant à la fréquence f_{osc}. Si une perturbation extérieure génère une variation de phase $-\Delta\theta$, le critère de Barkhausen reste vérifié tant que la boucle de retour compense par une variation de phase $\Delta\theta$. Il en résulte une variation de fréquence Δf d'autant plus faible que Q est grand. Donc, plus le facteur de qualité du résonateur est élevé, plus l'oscillateur sera stable.

Du point de vue de l'oscillateur, les fluctuations de phase rapides et aléatoires qui peuvent intervenir sur le signal sont mesurées par une quantité appelée *bruit de phase*. Elle correspond dans le domaine fréquentiel au rapport entre, d'une part la puissance spectrale de bruit dans une bande de $1\,\mathrm{Hz}$ à une distance donnée de la porteuse, et d'autre part la puissance totale du signal. Elle est exprimée en $\mathrm{dBc/Hz}$. Par exemple, pour les émetteurs-récepteurs GSM, les spécifications sur les oscillateurs de référence fonctionnant à $26\,\mathrm{MHz}$ demandent typiquement un bruit de phase limité à $-130\,\mathrm{dBc/Hz}$ à $1\,\mathrm{kHz}$ de la porteuse.

1.2.4 Un résonateur à quartz comme référence de temps

Les circuits émetteur-récepteur des téléphones portables sont associés à des oscillateurs à quartz. Ils utilisent les propriétés piézoélectriques et mécaniques de ce matériau cristallin anisotrope constitué

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

de silice. Grâce à l'arrangement régulier des atomes, les pertes acoustiques sont faibles et les propriétés du matériau restent stables et répétables. Comme tout autre solide, une pièce de quartz possède des modes propres de vibrations qui dépendent de sa géométrie et de ses dimensions. Les modes et les fréquences associées que l'on souhaite privilégier vont également dépendre de l'orientation cristalline. La majorité des résonateurs fonctionne sur un mode de cisaillement pour lequel la fréquence est fixée par l'épaisseur de la lame de quartz. En outre, les résonateurs de haute qualité sont polis avec une grande précision afin d'éviter les résonances parasites [HP97].

Si une pression est exercée sur les faces de la pièce, elle se déforme et des charges électriques apparaissent sur ses faces (effet piézoélectrique direct). A l'inverse, l'application d'une différence de potentiel entre les faces engendre une déformation du matériau (effet piézoélectrique inverse). Dans un circuit oscillant, la mise en vibration à une fréquence propre de la pièce de quartz génère une résonance électromécanique avec un transfert d'énergie du domaine mécanique au domaine électrique. Ce phénomène se produit de façon périodique, réciproque, avec peu de pertes et permet ainsi d'atteindre une limite théorique du produit fréquence par facteur de qualité de l'ordre de $10\,10^{12}$. Cette valeur obtenue expérimentalement prédit une limite intrinsèque due aux pertes par frottement [Warner60]. En pratique, de la qualité du montage et de la mise en boîtier vont dépendre les pertes du résonateur final, ainsi que sa sensibilité à l'environnement extérieur. Un facteur de qualité de l'ordre de $100\,000$ est attendu dans le cas de la téléphonie mobile. La stabilité des propriétés du matériau favorise la précision de la fréquence de fonctionnement lors de la fabrication. Nous pouvons toutefois noter que les fréquences propres d'une lame dépendent de la température de fonctionnement. Dans la réalisation de l'oscillateur pour des applications sensibles, la déviation en fréquence doit donc être contrôlée et compensée.

Quelque soit le choix de l'orientation cristalline et du mode de vibration, la fabrication d'un résonateur performant autour de $10\,\mathrm{MHz}$ nécessite des épaisseurs de l'ordre de $100\,\mu\mathrm{m}$ à $1\,\mathrm{mm}$ pour des dimensions latérales de quelques millimètres. Une fois monté sur un support et encapsulé, les dimensions macroscopiques font d'un tel composant un mauvais candidat à la stratégie d'intégration relatée précédemment. Des alternatives ont donc été imaginées afin de bénéficier des technologies de fabrication issues de la microélectronique.

1.2.5 Les microtechniques pour une alternative au quartz

La réalisation de résonateurs électriques à partir de capacités et d'inductances intégrées sur silicium ne permet pas d'atteindre des facteurs de qualité suffisamment élevés pour l'application visée. Malgré la formation d'inductances en trois dimensions pour réduire les capacités parasites dans le

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

substrat [Chua03] ou l'utilisation de matériaux ferromagnétiques [Yang07], les performances optimales rencontrées sont respectivement de $Q = 85$ et $Q = 20$ pour des fréquences au-delà du gigahertz. D'autres solutions consistent à adapter le principe des résonateurs à quartz en générant des ondes acoustiques dans des matériaux compatibles avec les procédés de fabrication usuels en microélectronique. Les résonateurs à ondes acoustiques de volume, ou BAW (*Bulk Acoustic Wave*), sont fabriqués à partir d'un film piézoélectrique déposé sur un substrat. Deux électrodes disposées de part et d'autre de cette couche génèrent une onde qui se propage dans son épaisseur. Les pertes d'énergie dans le substrat sont minimisées par l'isolation de la couche piézoélectrique, soit en la suspendant [Ruby01], soit en la déposant sur un empilement de couches d'impédance acoustique différente qui forment un réseau de Bragg [Mai07]. Il en résulte pour cette dernière solution des facteurs de qualité se rapprochant de $10\,000$ pour une fréquence de $1{,}7\,\mathrm{GHz}$.

Parce ce que la fréquence de résonance est inversement proportionnelle à l'épaisseur du film piézoélectrique, le dépôt de couches minces n'autorise pas la fabrication de résonateurs fonctionnant à quelques dizaines de mégahertz. Un moyen de bénéficier des avantages des ondes acoustiques consiste finalement à diriger leur propagation suivant des directions différentes. Ce sont alors les dimensions latérales du solide mis en résonance qui fixent la fréquence de fonctionnement. Des composants de fréquences caractéristiques différentes, appelés résonateurs micromécaniques, peuvent donc être fabriqués sur un même substrat. Les prochains paragraphes en détailleront le principe de fonctionnement et les techniques de fabrication.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2 Etat de l'art

La réalisation de structures déformables sur un substrat de silicium a, depuis les années 60, principalement servi à fabriquer des microcapteurs de pression, température, accélération, *etc.* , le second domaine d'application correspondant aux têtes d'impression pour les imprimantes [Petersen82]. Les systèmes se complexifient petit à petit, combinant des éléments mécaniques avec des circuits électroniques de commande, pour former des microsystèmes électromécaniques (*MicroElectroMechanical Systems*, MEMS).

Un MEMS se compose en fait d'une partie mobile, d'un élément d'actionnement et d'un élément de détection. L'actionneur convertit une énergie électrique en une déformation de la partie mobile. A l'inverse, le détecteur convertit la déformation mécanique en un signal électrique. Les modes propres de la partie mobile peuvent être stimulées par l'actionneur ; le détecteur a alors pour rôle de mettre en évidence leurs variations. On parle ici de microsystèmes résonants.

L'amélioration du facteur de qualité permet d'envisager le remplacement de composants électroniques dans les circuits analogiques. Les filtres en sont le premier exemple [Nguyen92], avec une performance mesurée dans le vide de $Q = 84\,000$ à $18{,}8\,\mathrm{kHz}$.

Faisons à présent un état de l'art des microrésonateurs fabriqués sur un substrat de silicium et ayant un facteur de qualité élevé. Nous nous intéresserons dans un premier temps à la partie mobile, puis aux méthodes utilisées dans la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique, avant de nous arrêter sur leur fabrication. Ceci nous permettra de mieux appréhender les choix réalisés dans notre étude.

2.1 Géométries et modes de vibration

2.1.1 Hypothèses des matériaux

L'amplitude des vibrations est considérée petite devant les dimensions des structures résonantes. Nous posons donc comme hypothèse simplificatrice pour les calculs de ce paragraphe que le matériau est linéaire élastique et isotrope. Ses propriétés mécaniques principales seront notées E, ρ et ν pour respectivement le module d'Young, la densité volumique et le coefficient de Poisson.

2.1.2 Masse suspendue

Principe : La partie mobile consiste en un solide de masse M, peu déformé, ancré au support par l'intermédiaire de suspensions de raideur mécanique K. Les oscillations libres sont alors décrites par

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

l'équation différentielle de la dynamique :

$$M\ddot{u}(t) + Ku(t) = 0, \tag{1.1}$$

où $u(t)$ représente le mouvement du solide. Sa pulsation propre vaut $\omega = \sqrt{\frac{K}{M}}$ (modèle Masse-Ressort).

Caractéristiques : La fréquence propre est basse (quelques dizaines à quelques centaines de kilohertz). Augmenter la fréquence, et donc ce rapport, revient à réduire la taille de la masse devant celle des suspensions. Les déformations de la masse ne sont alors plus négligeables et le modèle Masse-Ressort devient invalide.

Performances atteintes : $f_{osc} = 34\,\mathrm{kHz}$; $Q = 65\,000$ dans le vide ($P = 0{,}01\,\mathrm{mbar}$) ; soit $Q \cdot f_{osc} = 2{,}2\,10^9$ [Cioffi05].

2.1.3 Poutres oscillant sur un mode de flexion

Principe : En première approximation, une poutre peut être considérée comme un objet unidimensionnel de section constante S et de longueur L. Son épaisseur e et sa largeur l sont considérées petites devant la longueur. Les déplacements sont de plus supposés petits devant ces dimensions (modèle d'Euler-Bernouilli). Après avoir appliqué la relation fondamentale de la dynamique à un élément de longueur de la poutre, ce modèle amène à résoudre l'équation aux dérivées partielles

$$-\frac{\partial^2}{\partial x}\left(EI\frac{\partial u^2}{\partial x^2}\right) = \rho S\frac{\partial u^2}{\partial t^2}, \tag{1.2}$$

où x et u sont respectivement la direction horizontale de la poutre et son déplacement vertical (suivant l'axe z). $EI\frac{\partial u^2}{\partial x^2}$ représente le moment fléchissant pour une longueur élémentaire, avec I le moment d'inertie selon l'axe de flexion z qui a ici pour valeur $I = \frac{Se^2}{12}$.

L'équation 1.2 admet pour solution les fonctions de la forme $u(x,t) = U_n(x)e^{j\omega_n t}$ où $U_n(x)$ est la forme d'onde et ω_n la pulsation pour un mode n. Résoudre Eq. 1.2 revient alors à résoudre :

$$U_n^{(4)} - \left(\frac{\lambda_n}{L}\right)^4 U_n = 0, \tag{1.3}$$

avec

$$\left(\frac{\lambda_n}{L}\right)^4 = \frac{\rho S}{EI}\omega_n^2 = \frac{12}{e^2}\frac{\rho}{E}\omega_n^2. \tag{1.4}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

En d'autres termes, le calcul de ω_n se traduit par la détermination de λ_n :

$$\omega_n = \frac{\lambda_n^2}{2\sqrt{3}} \frac{e}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \tag{1.5}$$

Les fonctions solutions de Eq. 1.3 sont de la forme :

$$U_n(x) = A_{n,1} \cos \lambda_n \frac{x}{L} + A_{n,2} \sin \lambda_n \frac{x}{L} + A_{n,3} \cosh \lambda_n \frac{x}{L} + A_{n,4} \sinh \lambda_n \frac{x}{L}. \tag{1.6}$$

Les pulsations propres et les fonctions d'onde vont ensuite dépendre des conditions aux limites. Pour un ancrage en x_e, il n'y a ni déplacement, ni rotation ($U(x_e) = U'(x_e) = 0$). Pour une extrémité libre en x_l, les efforts et moments appliqués sont nuls ($U''(x_l) = U'''(x_l) = 0$). On peut ainsi classer les poutres de la façon suivante :

- poutre encastrée-encastrée (ou pont) : les deux extrémités sont fixées au support ;
- poutre encastrée-libre : une seule extrémité est fixe ;
- poutre libre : elle est fixée au support en des points laissés invariants par la vibration naturelle de la poutre (les noeuds).

Dans le cas d'une poutre encastrée-libre, les conditions aux limites imposent que λ_n vérifie la relation :

$$\cos \lambda_n . \cosh \lambda_n + 1 = 0. \tag{1.7}$$

Si la poutre est encastrée ou libre à ses deux extrémités, λ_n vérifie la relation :

$$\cos \lambda_n . \cosh \lambda_n - 1 = 0. \tag{1.8}$$

Les valeurs de λ_n ont été déterminées numériquement et sont présentées dans le tableau 1.1 pour les premiers modes.

λ_n	enc.-libre	enc.-enc. ou libre
λ_1	1,875	4,730
λ_2	4,694	7,853
λ_3	7,855	10,996

TAB. *1.1* – *Valeurs du paramètre λ_n pour les premiers modes de flexion d'une poutre.*

Il s'agit d'une première approximation qui en réalité sous-estime la valeur des modes les plus élevés. Pour une poutre d'épaisseur négligeable devant la largeur, il faut considérer un modèle à deux dimensions (théorie des plaques) et faire intervenir le coefficient de Poisson ν. D'autres modèles

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

de poutre font appel à un facteur correctif qui représente les effets de la contrainte de cisaillement (tel le modèle de Timoshenko). De plus, les ancrages ne sont pas parfaits ; de petits déplacements apparaissent aux extrémités ancrées.

Caractéristiques : Les fréquences propres d'une poutre de section rectangulaire dépendent, par ordre d'importance, de la longueur, de l'épaisseur et des propriétés matériaux. La largeur a un rôle négligeable devant ces paramètres.

- poutre encastrée-encastrée : de la centaine de kilohertz à quelque dizaines de mégahertz [Pourkamali03, Pourkamali03a, Hsu02] ;
- poutre encastrée-libre : quelques dizaines de kilohertz [Pourkamali03a] ;
- poutre libre : de la dizaine à la centaine de mégahertz [Wang00, Hsu04].

Cette dernière catégorie offre des pertes minimales d'énergie dans le support puisqu'aucun déplacement n'est transmis au niveau des ancrages.

Performances atteintes :

- poutre encastrée-encastrée :
  - mode fondamental : $f_{osc} = 10\,\text{MHz}$; $Q = 4\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 40\,10^9$ [Hsu02] ;
  - troisième mode : $f_{osc} = 37\,\text{MHz}$; $Q = 39\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 1{,}4\,10^{12}$ [Pourkamali03].
- poutre encastrée-libre : $f_{osc} = 30\,\text{kHz}$ (mode fondamental) ; $Q = 155\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 4{,}6\,10^9$ [Pourkamali03a].
- poutre libre : $f_{osc} = 70\,\text{MHz}$ (mode fondamental) ; $Q = 16\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 1{,}1\,10^{12}$ [Hsu04].

2.1.4 Poutres oscillant sur un mode d'élongation

Principe : Une poutre de longueur L et de section S est fixée à une extrémité ou en son centre. L'onde acoustique se propage dans la direction de sa longueur (x) avec une vitesse c_e de telle sorte que la poutre se dilate et se contracte au cours des oscillations. Nous conservons les mêmes hypothèses simplificatrices que pour le mode de flexion (modèle unidimensionnel avec de petits déplacements). Les équations de Hooke et du mouvement appliquées à un élément de longueur de la poutre

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

conduisent à l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(ES\frac{\partial u}{\partial x}\right) = \rho S\frac{\partial u^2}{\partial t^2}, \tag{1.9}$$

où x est selon l'axe de la poutre et u désigne les déplacements dans cette direction.

En établissant une séparation des variables, nous pouvons récrire les équations solutions de Eq. 1.9 sous la forme $u(x,t) = U_n(x)e^{\jmath\omega_n t}$ où $U_n(x)$ est la forme d'onde et ω_n la pulsation pour un mode n. Résoudre Eq. 1.9 revient alors à résoudre :

$$U_n^{(2)} + \left(\frac{\lambda_n}{L}\right)^2 U_n = 0, \tag{1.10}$$

avec

$$\left(\frac{\lambda_n}{L}\right)^2 = \frac{\rho}{E}\omega_n^2. \tag{1.11}$$

Le calcul de ω_n se traduit donc ici par la détermination de λ_n :

$$\omega_n = \frac{\lambda_n}{L}\sqrt{\frac{E}{\rho}}. \tag{1.12}$$

Les fonctions solutions de Eq. 1.10 sont de la forme :

$$U_n(x) = A_n \cos\lambda_n\frac{x}{L} + B_n \sin\lambda_n\frac{x}{L}. \tag{1.13}$$

Les conditions aux limites conduisent finalement à déterminer les pulsations propres et la forme des fonctions d'onde. Le déplacement est nul pour un ancrage en x_e ($U_n(x_e) = 0$), de même que les efforts aux extrémités libres x_l ($U_n'(x_l) = 0$).

Dans le cas où les deux extrémités sont libres, les conditions aux limites $U_n'(0) = U_n'(L) = 0$ imposent :

$$\begin{cases} B_n = 0 \\ A_n \sin(\lambda_n) = 0, \end{cases} \quad ssi \quad \begin{cases} B_n = 0 \\ \lambda_n = n\pi. \end{cases} \tag{1.14}$$

Si en revanche la poutre est encastrée-libre, nous avons les relations $U_n(0) = 0$ et $U_n'(L) = 0$ aux limites, d'où :

$$\begin{cases} A_n = 0 \\ B_n \cos(\lambda_n) = 0, \end{cases} \quad ssi \quad \begin{cases} A_n = 0 \\ \lambda_n = (2n-1)\frac{\pi}{2}. \end{cases} \tag{1.15}$$

Les valeurs approchées de λ_n peuvent être listées dans le tableau 1.2 pour les premiers modes.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

λ_n	enc.-libre	libre
λ_1	1,571	3,142
λ_2	4,712	6,283
λ_3	7,854	9,425

TAB. *1.2* – *Valeurs du paramètre λ_n pour les premiers modes d'élongation d'une poutre.*

Caractéristiques : Pour des raisons de symétrie, les pertes dans le substrat sont minimes lorsque l'ancrage est placé au centre de la poutre. Les fréquences de fonctionnement sont de quelques mégahertz [Mattila02a, Mattila02b].

Performances atteintes : $f_{osc} = 14{,}7\,\mathrm{MHz}$ (mode fondamental) ; $Q = 170\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 2{,}5\,10^{12}$ [Mattila02b].

2.1.5 Plaque carrée oscillant en mode dilatation

Principe : Le modèle unidimensionnel de la poutre se trouve ici étendu dans une deuxième dimension, pour former une plaque mince libre. Elle a ici une forme carré où L définit la longueur des côtés. Les hypothèses généralement considérées pour la résolution du problème de vibrations dans le plan sont un déplacement transversal nul et des déplacements suivant les directions du plan constants dans l'épaisseur. La résolution du problème conduisant aux modes de vibrations et leur fréquence est plus complexe que dans le cas d'une poutre et ne donne en général pas de solution vérifiant l'ensemble des conditions aux limites. Donnons cependant quelques indications sur le problème des vibrations longitudinale dans une plaque mince.

La théorie de l'élasticité récrite sous une forme compacte donne dans ce cas la relation (équation de Navier-Cauchy) [Guyader02] :

$$\frac{E}{(1-\nu^2)}\,\mathrm{grad}\,(\,\mathrm{div}\,u) - \frac{E}{2(1+\nu)}\,\mathrm{rot}\,(\,\mathrm{rot}\,u) = \rho\frac{\partial u^2}{\partial t^2}, \tag{1.16}$$

avec u le vecteur représentant le déplacement dans un repère choisi.

D'après le théorème de Helmholtz, u peut se décomposer sous la forme d'un potentiel scalaire ϕ et d'un potentiel vecteur ψ représentant la décomposition du déplacement respectivement en une onde longitudinale et une onde transversale :

$$u = \mathrm{grad}\,\phi + \mathrm{rot}\,\psi. \tag{1.17}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

L'équation 1.16 se décompose alors en deux équations indépendantes sur les potentiels :

$$\begin{cases} \frac{E}{(1-\nu^2)}\Delta\phi = \rho\frac{\partial\phi^2}{\partial t^2} \\ \frac{E}{2(1+\nu)}\Delta\psi = \rho\frac{\partial\psi^2}{\partial t^2}. \end{cases} \tag{1.18}$$

Une séparation des variables sur les équations solutions de Eq. 1.18 permet de les récrire sous la forme $\phi(x,y) = \Phi_n(x,y)e^{\jmath\omega_n t}$ et $\psi(x,y) = \Psi_n(x,y)e^{\jmath\omega_n t}$. La résolution du système 1.18 passe donc par la résolution du nouveau système :

$$\begin{cases} \Delta\Phi_n + \left(\frac{k_{l,n}}{L}\right)^2\Phi_n = 0 \\ \Delta\Psi_n + \left(\frac{k_{t,n}}{L}\right)^2\Psi_n = 0, \end{cases} \tag{1.19}$$

avec

$$\begin{cases} \left(\frac{k_{l,n}}{L}\right)^2 = \frac{\rho(1-\nu^2)}{E}\omega_n^2 \\ \left(\frac{k_{t,n}}{L}\right)^2 = \frac{2\rho(1+\nu)}{E}\omega_n^2. \end{cases} \tag{1.20}$$

Cette simplification des équations ne permet cependant pas d'établir des solutions qui vérifient l'ensemble des conditions de surfaces libres, à l'exception du premier mode en extension dont la solution a été établie par G. Lamé.

Des résonateurs basés sur deux modes de dilatation ont été réalisés. Pour le premier mode, connu sous le nom de Lamé, l'onde acoustique se propage suivant les diagonales de la plaque. Ces dernières constituent des axes antisymétriques pour ce mode. Les valeurs des k_l ont alors été établies dans ce cas à [Majjad01, Bhave05] :

$$k_{l,n} = \frac{n\pi}{\sqrt{2}}. \tag{1.21}$$

Les diagonales du second mode en élongation sont des axes de symétrie. La plaque s'étend et se rétracte dans toutes les directions du plan. Les oscillations peuvent être approximées comme une superposition d'ondes sinusoïdales se déplaçant simultanément dans les directions orthogonales aux côtés. Le calcul de la fréquence est similaire à celui d'une poutre en élongation à la différence que la seconde dimension implique une modification du paramètre à considérer dans le calcul de la vitesse d'onde. Les valeurs de k_l sont [Kaajakari04] :

$$k_{l,n} = n\pi. \tag{1.22}$$

Caractéristiques : Le centre correspond à un noeud. La position des quatre coins reste invariante dans le cas de la plaque oscillant sur le mode de Lamé, contrairement à l'autre mode en élongation.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Pourtant, les exemples apparaissant dans la littérature font état de plaques suspendues aux angles par des ancrages en forme de T dont la fréquence de résonance correspond à celle des plaques. Ceci permet l'obtention de facteurs de qualité élevés pour des fréquences autour de la dizaine de mégahertz.

Performances atteintes :

- mode de Lamé :
  - $f_{osc} = 173\,\text{MHz}$; $Q = 9300$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 1{,}6\,10^{12}$ [Bhave05]. Notons que contrairement aux exemples précédents le matériau utilisé n'est pas du silicium mais du carbure de silicium (SiC).
  - $f_{osc} = 12{,}1\,\text{MHz}$; $Q = 60\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 0{,}7\,10^{12}$ [Kaajakari04].
- mode en élongation : Avec la structure décrite précédemment, $f_{osc} = 13{,}1\,\text{MHz}$; $Q = 130\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 1{,}7\,10^{12}$ [Kaajakari04].

2.1.6 Plaque circulaire oscillant en mode dilatation

Principe : Il est identique au précédent pour une géométrie circulaire et non plus carrée. Les équations semblables à Eq. 1.19 et Eq. 1.20 deviennent alors dans un repère cylindrique avec un disque de rayon R :

$$\begin{cases} \Delta\Phi_n + \left(\frac{k_{l,n}}{R}\right)^2 \Phi_n = 0 \\ \Delta\Psi_n + \left(\frac{k_{t,n}}{R}\right)^2 \Psi_n = 0, \end{cases} \tag{1.23}$$

avec

$$\begin{cases} \left(\frac{k_{r,n}}{R}\right)^2 = \frac{\rho(1-\nu^2)}{E}\omega_n^2 \\ \left(\frac{k_{t,n}}{R}\right)^2 = \frac{2\rho(1+\nu)}{E}\omega_n^2. \end{cases} \tag{1.24}$$

La résolution fait appel à des fonctions de Bessel de première espèce, notés $J_n(x)$ à d'ordre n. Une solution analytique au problème des vibrations planes d'un disque libre infiniment fin a été présentée par M. Onoe d'après la théorie de Love [Onoe56].

Une première série de solutions correspond au cas où il n'y a pas de rotation. Il s'agit des modes d'élongation pour lesquels les déformations sont purement radiales. $k_{rad(r,n)}$ vérifie alors :

$$k_{rad(r,n)} \frac{J_0(k_{rad(r,n)})}{J_1(k_{rad(r,n)})} = 1 - \nu. \tag{1.25}$$

Les coefficients ont été calculés pour le silicium avec $\nu_{Si} = 0{,}28$ et valent pour les trois premiers modes : $k_{rad(r,1)} = 2{,}036$; $k_{rad(r,2)} = 5{,}385$; $k_{rad(r,3)} = 8{,}569$. On retrouve l'utilisation de ces modes dans le cas de résonateurs circulaires réalisés à l'université du Michigan [Wang03, Clark03].

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

D'autres solutions sont une combinaison de déformations radiales et tangentielles ; le disque s'allonge dans certaines directions et se rétracte dans d'autres. Ces modes sont appelés *modes elliptiques* par référence au premier d'entre eux pour lequel le disque déformé ressemble à une ellipse. Ce type de déformation a été mis en pratique pour les résonateurs de Hao *et al.* [Hao04] ou de Abdelmoneum *et al.* [Abdelmoneum03]. Pour $n > 1$, les pulsations propres se calculent par l'intermédiaire de la relation :

$$\left(k_{el(r,n)}\frac{J_0(k_{el(r,n)})}{J_1(k_{el(r,n)})} - n - q\right)\left(k_{el(t,n)}\frac{J_0(k_{el(t,n)})}{J_1(k_{el(t,n)})} - n - q\right) = (n\cdot q - n)^2\,, \tag{1.26}$$

sachant que ω_n vérifie de façon équivalente les deux égalités de Eq. 1.24. On calcule par exemple $k_{el(r,n)}$ pour le silicium et les premiers modes : $k_{el(r,2)} = 1{,}407$, $k_{el(r,3)} = 2{,}159$ et $k_{el(r,4)} = 2{,}810$.

Caractéristiques : Le centre du disque représente un noeud pour les deux modes étudiés. Le mode elliptique possède quatre autres noeuds positionnés sur les axes antisymétriques, à la périphérie du disque. Leur existence explique que les structures résonant sur le mode elliptique sont suspendues par des bras fixés en ces points, le nombre d'ancrages détériorant le facteur de qualité [Abdelmoneum03]. Les structures privilégiant le mode d'élongation sont supportées par un pied central si possible auto-aligné lors du processus de fabrication [Wang03]. Les résonateurs qui ont été réalisés couvrent une gamme de fréquence de quelques dizaines de mégahertz [Lin05] jusqu'au gigahertz en utilisant des modes supérieurs d'élongation [Wang03]. Ces modes de vibration à des fréquences propres élevées permettent de conserver de bons facteurs de qualité en augmentant la pression ambiante [Clark03].

Performances atteintes :

- mode elliptique : $f_{osc} = 62\,\mathrm{MHz}$; $Q = 161\,000$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 10\,10^{12}$ [Lin05].
- mode d'élongation :
  - premier mode : $f_{osc} = 733\,\mathrm{MHz}$; $Q = 7300$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 5{,}4\,10^{12}$ [Wang03].
  - second mode : $f_{osc} = 513\,\mathrm{MHz}$; $Q = 9400$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 4.8\,10^{12}$ [Clark03].

2.1.7 Anneau oscillant en mode dilatation

Principe : Considérons un anneau de rayon intérieur R_{int} et de rayon extérieur R_{ext}. On définit la largeur de l'anneau $L = R_{ext} - R_{int}$ et le rayon moyen $R_{mot} = \frac{R_{ext}+R_{int}}{2}$. Les modes elliptiques correspondent aux déformations avec des axes antisymétriques alors que les modes d'élongation ont un centre de symétrie. Les fréquences propres sont déterminées analytiquement par la résolution

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

d'équations de Bessel de première et deuxième espèce. Elles dépendent essentiellement des propriétés matériau et de la largeur, et dans une moindre mesure du rayon moyen.

Caractéristiques : La gamme de fréquences se révèle être large : de quelques dizaines de mégahertz pour le premier mode d'élongation jusqu'au gigahertz pour les troisièmes et quatrièmes modes [Xie03, Li04]. Suivant les modes à privilégier, les anneaux peuvent être ancrés par des pieds sous la structure [Bircumshaw03], des bras positionnés aux noeuds de vibration [Xie03] ou des poutres fixées à l'intérieur de l'anneau et vibrant aussi dans un mode d'élongation [Li04].

Performances atteintes :

- mode elliptique : $f_{osc} = 1{,}5\,\mathrm{GHz}$; $Q = 2300$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 3{,}4\,10^{12}$, dans le cas d'une utilisation du quatrième mode [Xie03].
- mode d'élongation :
  - premier mode : $f_{osc} = 24\,\mathrm{MHz}$; $Q = 67500$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 1{,}6\,10^{12}$ [Li04].
  - troisième mode : $f_{osc} = 1{,}2\,\mathrm{GHz}$; $Q = 14600$ dans le vide ; soit $Q \cdot f_{osc} = 17{,}5\,10^{12}$ [Li04].

2.1.8 Bilan sur la partie résonante

Nous avons cherché à déterminer les coefficients λ_n et $k_{x,n}$ pour les principales géométries et les principaux modes utilisés pour réaliser des résonateurs MEMS. A partir de ces termes, des propriétés matériaux et de quelques dimensions, nous pouvons alors calculer les fréquences propres correspondantes pour des modèles de plaques constituées d'un matériau linéaire élastique et isotrope. En distinguant les poutres vibrant sur un mode de flexion des autres géométries se déformant dans le plan, deux formulations très voisines (Eq. 1.27 et Eq. 1.28) suffisent à calculer les fréquences de résonance. Dans le cas des flexions, nous remarquons l'influence du rapport entre l'épaisseur e des poutres et leur longueur L (*cf.* Tab. 1.3). Pour des dimensions et un matériau identiques, un coefficient C_n différencie les géométries et les modes de vibration. Les valeurs de C_n restent proches les unes des autres. En revanche, puisque $L \gg e$, atteindre des fréquences supérieures à $10\,\mathrm{MHz}$ avec un mode de flexion implique des dimensions réduites ou un mode d'ordre élevé. Ces deux cas ne favorisent ni la mise en oeuvre de tels dispositifs, ni la puissance mécanique qu'ils pourront dissiper. Du point de vue de la précision et du bruit de phase qu'aura finalement l'oscillateur, l'avantage est donc donné aux systèmes exploitant les modes d'extension.

Pour chaque cas étudié, nous avons donné des exemples de réalisation. Ils illustrent les meilleures performances constatées en terme de stabilité par rapport à leur fréquence d'utilisation. Regroupés en

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

<table>
<tr><td>Paramètres liés aux matériaux :</td><td>E : module d'Young
ρ : masse volumique
ν : coefficient de Poisson</td></tr>
<tr><td colspan="2">Poutres en mode de vibration hors-plan</td></tr>
<tr><td>Dimensions :</td><td>e : épaisseur de la poutre
L : longueur de la poutre</td></tr>
<tr><td>Fréquences de vibration des premiers modes en fonction de C_n :
$$f_n = C_n \frac{e}{L^2}\sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (1.27)$$</td><td><table><tr><th></th><th>enc.-enc. ou libre</th><th>enc.-libre</th></tr><tr><td>C_1</td><td>1,028</td><td>0,161</td></tr><tr><td>C_2</td><td>2,833</td><td>1,012</td></tr><tr><td>C_3</td><td>5,555</td><td>2,835</td></tr></table></td></tr>
<tr><td colspan="2">Poutres et plaques en mode de vibration dans le plan</td></tr>
<tr><td>Dimensions :</td><td>Dim : longueur d'une poutre ancrée en son centre
: ou largeur d'une plaque carré
: ou diamètre d'une plaque circulaire</td></tr>
<tr><td>Fréquences de vibration des premiers modes en fonction de C_n :
$$f_n = C_n \frac{1}{Dim}\sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (1.28)$$</td><td><table><tr><th></th><th>poutre</th><th colspan="2">plaque carrée</th><th colspan="2">plaque circ.</th></tr><tr><th></th><th>élong.</th><th>élong.</th><th>ellipt.</th><th>élong.</th><th>ellipt.</th></tr><tr><td>C_1</td><td>0,500</td><td>0,500</td><td>0,353</td><td>0,648</td><td>0,448</td></tr><tr><td>C_2</td><td>1,000</td><td>1,000</td><td>0,707</td><td>1,714</td><td>0,687</td></tr><tr><td>C_3</td><td>1,500</td><td>1,500</td><td>1,061</td><td>2,728</td><td>0,894</td></tr></table></td></tr>
</table>

TAB. *1.3* – *Calculs simplifiés des fréquences de résonance pour les géométries les plus courantes (modèle de plaque)*

figure 1.5, la plupart des systèmes se situe dans une zone correspondant à un produit $Q \cdot f_{osc}$ compris entre 10^{12} et 10^{13}. Nous pouvons noter qu'entre 10 et $100\,\mathrm{MHz}$, les facteurs de qualité les plus élevés sont pour des modes de vibration dans le plan.

2.2 Actionnement et détection

2.2.1 L'effet électromagnétique

L'actionnement ou la détection de type magnétique utilise en général des matériaux spécifiques sensibles aux champs magnétiques ainsi que des bobines conductrices permettant de générer et contrôler ce champ. Les systèmes fonctionnant grâce à cet effet ont l'avantage d'être sensibles au sens de la déformation. Toutefois, la complexité et le coût de fabrication ainsi que la consommation de courant sont un frein à l'utilisation de cet effet pour des applications portables. En outre, les interactions avec les circuits électroniques analogiques demeurent une limitation.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

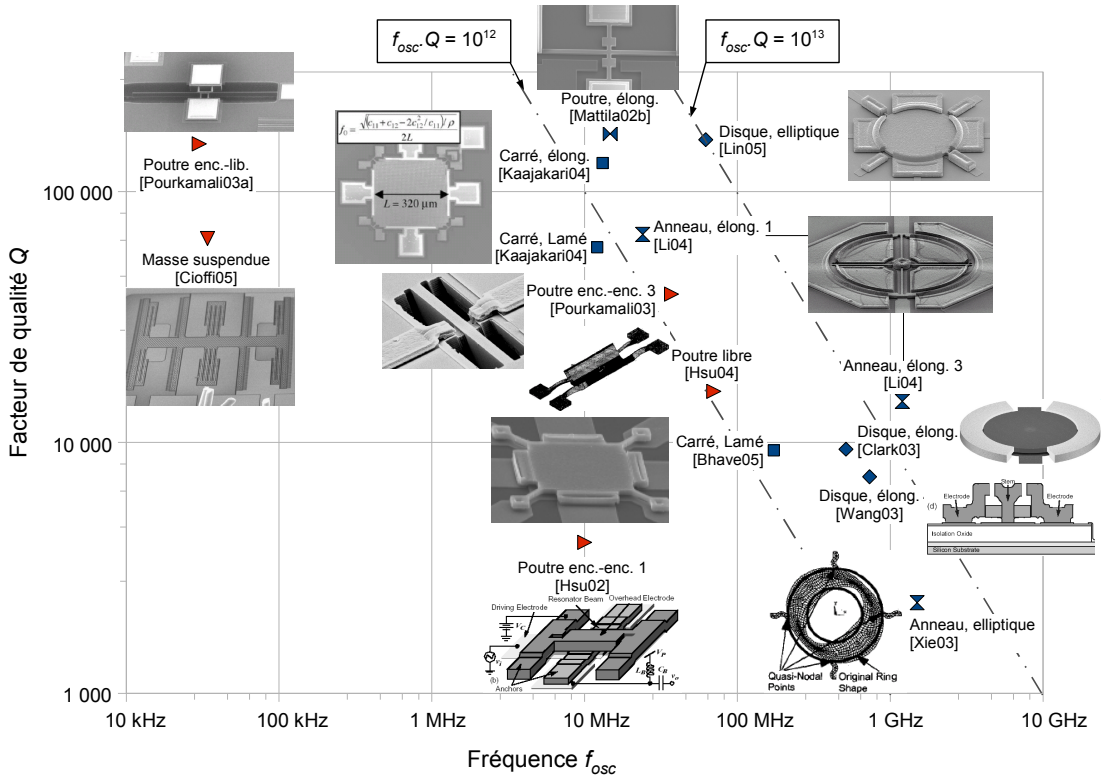


FIG. *1.5* – *Comparaison des géométries et modes de vibrations par rapport à leur fréquence de résonance et à leur facteur de qualité.*

2.2.2 L'effet électrothermique

L'actionnement électrothermique est en comparaison facile à mettre en oeuvre par les techniques de microfabrication usuelles. Lorsqu'un matériau résistif (tel que du silicium dopé) est parcouru par un courant, une partie de l'énergie électrique est convertie en chaleur ce qui a pour effet d'augmenter la température et donc de dilater dans différentes proportions les parties du système. L'effet Joule a pour inconvénient de consommer de l'énergie. Les variations de température sont de plus des phénomènes lents qui restreignent leur usage à des fréquences basses.

2.2.3 L'effet piézorésistif

Il s'agit d'une variation de la résistivité d'un matériau en fonction des déformations de sa structure cristalline. Le silicium mono ou polycristallin possède une telle propriété. L'introduction de jauges piézorésistives dans la partie vibrante conduit alors à la mesure de certaines déformations. Un exemple est donné par [Beek06] où le mode d'élongation d'une poutre en U est détecté par la variation de sa résistance.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2.4 L'effet piézoélectrique

L'effet piézoélectrique direct et inverse est à l'origine du succès du quartz dans la fabrication de résonateurs (*cf.* paragraphe 1.2.4). D'autres matériaux compatibles avec les procédés de microfabrication existent également, les plus communs étant : PZT (titane de plomb dopé au zirconium), ZnO (oxyde de zinc) et AlN (nitrure d'aluminium). Utilisés initialement pour la fabrication de résonateurs de type BAW et SAW, les films piézoélectriques trouvent également leur application dans les résonateurs électromécaniques vibrant dans un mode de flexion [Piazza03], d'élongation de poutres [Humad03] ou de contour pour des disques [Yan05] et des anneaux [Piazza06]. Ce type d'actionnement-détection ne nécessite pas de tension de polarisation et permet d'aboutir à des résistances motionnelles faibles, adaptées aux circuits RF $50\,\Omega$ [Yan05, Piazza06].

2.2.5 L'effet capacitif

Tout comme l'effet piézoélectrique, l'effet capacitif est utilisable à la fois pour l'actionnement et pour la détection. Il est mis en jeu entre deux plaques conductrices séparées par un milieu diélectrique. De ce fait, les matériaux conducteurs et isolants les plus courants suffisent. L'application d'une différence de potentiel entre les plaques génère un champ électrostatique qui tend à les rapprocher, quelque soit le signe de la différence de potentiel. A l'inverse, une variation de position des deux plaques provoque une variation de charges à leur surface. En considérant deux plaques parallèles en milieu gazeux, l'une fixe et l'autre liée au solide déformable, on distingue deux usages, suivant si le mouvement d'une plaque par rapport à l'autre est latéral ou orthogonal. Dans le premier cas, il y a une variation de la surface de regard entre les plaques, alors que dans le second, la distance les séparant varie.

La simplicité de la mise en oeuvre de l'effet capacitif à partir des matériaux de base employés en microélectronique explique son utilisation courante dans le domaine des microsystèmes résonants. Nous pouvons donc d'ores et déjà développer les techniques présentes dans la littérature.

L'énergie E_c emmagasinée dans une capacité de valeur C soumise à une différence de potentiel U a pour valeur :

$$E_c = \frac{1}{2} C U^2. \tag{1.29}$$

La force de coulomb $\vec{F}$ se déduit de la conservation de l'énergie et prend la forme d'un gradient d'énergie :

$$\vec{F} = \nabla E_c. \tag{1.30}$$

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Effets mis en jeu	Fabrication	Sensibilité	Energie électrique
Electromagnétiques	matériaux spécifiques	sensible au sens de la déformation	consomme du courant
Electrothermiques	matériaux et techniques usuelles	phénomènes lents ; sens de la déformation non détectable	consomme du courant ; bruit thermique accru
Piézorésistifs	matériaux et techniques usuels	sensible au sens de la déformation ; sensible au bruit électromécanique	tension de polarisation non nécessaire
Piézoélectriques	matériaux spécifiques mais techniques maîtrisées	sens de la déformation non détectable	tension de polarisation non nécessaire
Capacitifs	matériaux et techniques usuels	sens de la déformation non détectable ; sensible aux déformations normales et orthogonales	tension de polarisation peut être élevée ; ne consomme pas de courant

TAB. *1.4* – *Tableau récapitulatif des phénomènes physiques pouvant être utilisés pour l'actionnement ou la détection de petits déplacements*

Considérons une capacité parallèle dont les deux électrodes ont une surface de recouvrement S et sont séparées par un matériau diélectrique de permittivité relative ϵ_r et d'épaisseur d. En négligeant les effets de bord et en notant ϵ_0 la permittivité du vide, C vaut alors :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d}. \tag{1.31}$$

On déduit des expressions précédentes que la force dépend de S et de d :

$$\vec{F} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r U^2 \nabla(\frac{S}{d}). \tag{1.32}$$

Détaillons ces relations dans le cas simple de plaques rectangulaires ayant comme degré de liberté soit x, soit z, comme indiqué dans Fig. 1.6. La surface de recouvrement S est décomposée suivant les dimensions latérales L_x et L_y respectivement selon les coordonnées x et y, telle que $S = L_x L_y$.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

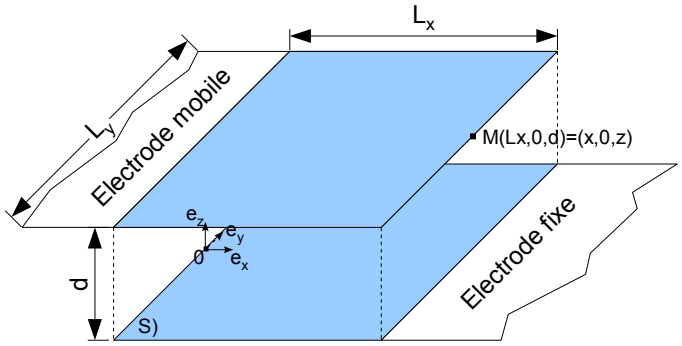


FIG. *1.6* – *Schéma représentant une électrode fixe inférieure et une électrode mobile parallèle pouvant se déplacer latéralement selon* $x > 0$ *ou verticalement selon* $z > 0$.

- Déplacement latéral suivant x, pour $x \geq 0$:

$$L_x(x) = x, \tag{1.33}$$
$$C(x) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{L_y x}{d}, \tag{1.34}$$
$$\frac{\partial C}{\partial x} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{L_y}{d}, \tag{1.35}$$
$$F_x(x) = \frac{1}{2} U^2 \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r U^2 \frac{L_y}{d}. \tag{1.36}$$

  Les résonateurs de type *Masse suspendue* décrits en paragraphe 2.1.2 se révèlent être de bons candidats pour ce type de transducteurs [Nguyen92, Cioffi05]. L'électrode mobile qui constitue la partie massique est dessinée de façon à former des peignes interdigités avec l'électrode fixe. Multiplier le nombre de doigts revient à multiplier la force latérale exercée sur la partie mobile sans avoir à réduire l'espacement d entre les électrodes.

- Déplacement axial suivant z, pour $z > 0$:

$$d(z) = z, \tag{1.37}$$
$$C(z) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{z}, \tag{1.38}$$
$$\frac{\partial C}{\partial z} = -\epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{z^2}, \tag{1.39}$$
$$F_z(z) = \frac{1}{2} U^2 \frac{\partial C}{\partial z} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r U^2 \frac{S}{z^2}. \tag{1.40}$$

  On remarque que pour les mêmes dimensions, puisqu'en général $L_x \gg d$, on a $F_z \gg F_x$. Ce phénomène devient particulièrement intéressant pour les systèmes ayant des fréquences élevées, car de surface réduite et de rigidité importante. Les forces d'attraction électrostatique

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

s'opposent aux forces mécaniques créées par la déformation du solide lié au transducteur. Le point d'équilibre stable peut cependant être dépassé et les deux électrodes se rapprochent jusqu'à former un contact.

Les résonateurs mentionnés dans les paragraphes 2.1.3 à 2.1.7 ont été conçus pour que les électrodes parallèles se déplacent suivant un mouvement orthogonal. On définit le coefficient de couplage électromécanique η tel que $\eta = U_{DC}\frac{\partial C}{\partial z}$, où U_{DC} est la composante continue du signal U. Le paramètre η traduit l'efficacité de la conversion d'énergie mécanique en énergie électrique (et inversement). En d'autres termes, pour une géométrie donnée (c'est-à-dire S fixé), il est nécessaire d'avoir une distance d très petite entre les électrodes et/ou une tension de polarisation U_{DC} importante. Ainsi certains sytèmes où d est de l'odre du micromètre fonctionnent avec des tensions U_{DC} de l'ordre de $100\,\mathrm{V}$ [Mattila02a, Kaajakari04], alors qu'une réduction de d dans la centaine de nanomètres diminue la tension de polarisation à quelques volts [Abdelmoneum03, Li04]. Bien que le besoin d'une tension de polarisation élevée ou d'un espacement très fin constitue une limite, les produits $Q \cdot f_{osc}$ les plus importants ont été obtenus avec ce type de transducteur ($Q \cdot f_{osc} = 17{,}5\,10^{12}$ pour un anneau vibrant à $1{,}2\,\mathrm{GHz}$ [Li04], $Q \cdot f_{osc} = 10\,10^{12}$ pour un disque vibrant à $62\,\mathrm{MHz}$ [Lin05]) alors que les systèmes utilisant les propriétés piézoélectriques plafonnent à une décade en deçà ($Q \cdot f_{osc} = 1\,10^{12}$ pour un anneau vibrant à $230\,\mathrm{MHz}$ [Piazza06]).

La possibilité de réaliser des dispositifs de facteur de qualité potentiellement élevé, sans avoir à introduire de nouveaux matériaux au sein de l'outil d'industrialisation dont on dispose, nous a conduit à développer des résonateurs avec un actionnement et une détection de type capacitif. Nous allons donc nous attacher dans le chapitre suivant à détailler un modèle électrique équivalent.

2.2.6 Modèle électrique équivalent du résonateur à transducteur capacitif

Dans cette étude, nous nous limiterons au cas d'électrodes mobiles se déplaçant orthogonalement par rapport à des électrodes parallèles fixes. Pour de faibles oscillations, le résonateur est modélisé autour de sa fréquence propre f_{osc} par un système amorti à un degré de liberté. Soient z ce degré de liberté, puis m_{eff}, k_{eff} et γ respectivement la masse effective, la raideur effective et le coefficient d'amortissement. Ces paramètres vérifient alors :

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{eff}}{m_{eff}}}, \tag{1.41}$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{k_{eff}m_{eff}}}{Q}. \tag{1.42}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Notons $C(t)$ la capacité entre les électrodes parallèles, $z(t)$ la position de l'électrode mobile au cours du temps et $F_z(t)$ la force électrostatique qui lui est appliquée. Soit d la distance à l'équilibre entre les deux électrodes. $Z(t)$ représente le déplacement de l'électrode mobile. Le système vérifie l'équation différentielle du second ordre :

$$m_{eff}\ddot{Z}(t) + \gamma\dot{Z}(t) + k_{eff}Z(t) = F_z(z,t). \tag{1.43}$$

En posant $z(t) = d + Z(t)$, les relations 1.38 et 1.40 deviennent :

$$C(t) = \epsilon_0\epsilon_r\frac{S}{d}\frac{1}{1+\frac{Z(t)}{d}}, \tag{1.44}$$

$$F_z(t) = -\frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r U(t)^2\frac{S}{d^2}\frac{1}{\left(1+\frac{Z(t)}{d}\right)^2}. \tag{1.45}$$

En développant en série de Taylor et en ne considérant que le terme d'ordre zéro (cas de petits déplacements), on réduit l'expression 1.45 à :

$$F_z(t) = -\frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r U(t)^2\frac{S}{d^2}. \tag{1.46}$$

$U(t)$ est la superposition d'une tension de polarisation U_{DC} et d'un signal sinusoïdal $u_{ac}(t)$ de faible amplitude :

$$U(t) = U_{DC} + u_{ac}(t) \text{ avec } |u_{ac}(t)| \ll U_{DC}, \tag{1.47}$$

d'où

$$U(t)^2 = U_{DC}^2 + 2U_{DC}u_{ac}(t) + u_{ac}^2(t). \tag{1.48}$$

$u_{ac}^2(t)$ est en fait négligé devant les autres termes. On peut donc décomposer la force d'attraction en la superposition d'une force constante F_0 et d'une force périodique $f_z(t)$ proportionnelle à $u_{ac}(t)$:

$$F_z(t) = F_0 + f_z(t) \text{ où } \begin{cases} F_0 = -\frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r U_{DC}^2\frac{S}{d^2} \\ f_z(t) = -\epsilon_0\epsilon_r U_{DC}\frac{S}{d^2}u_{ac}(t) \end{cases} \tag{1.49}$$

Suivant la même notation que précédemment, le coefficient de couplage électromécanique η (avec $\eta = -\epsilon_0\epsilon_r U_{DC}\frac{S}{d^2}$) simplifie l'expression 1.49 :

$$\begin{cases} F_0 = \frac{1}{2}\eta U_{DC} \\ f_z(t) = \eta u_{ac}(t). \end{cases} \tag{1.50}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

On cherche à établir un modèle petit signal du système résonant. L'équation différentielle 1.43 se réduit donc à :

$$m_{eff}\ddot{Z} + \gamma\dot{Z} + k_{eff}Z = f_z. \tag{1.51}$$

Le courant i_e qui traverse la capacité mobile est donnée par :

$$i_e(t) = \frac{\partial C(t)U(t)}{\partial t} = C(t)\frac{\partial U(t)}{\partial t} + U(t)\frac{\partial C(t)}{\partial t}. \tag{1.52}$$

En développant $C(t)$ et $\frac{\partial C(t)}{\partial t}$ en série de Taylor et en ne considérant que les termes d'ordre zéro, puis en supposant $|u_{ac}(t)| \ll U_{DC}$, on réduit l'expression de i_e :

$$i_e(t) = C_0\frac{\partial u_{ac}(t)}{\partial t} + \eta\frac{\partial Z(t)}{\partial t}, \tag{1.53}$$

où $C_0 = \epsilon_0\epsilon_r\frac{S}{d}$ représente une capacité statique. On note à présent $i_{ac}(t) = C_0\frac{\partial u_{ac}(t)}{\partial t}$ le courant dû à la variation de tension aux bornes de la capacité, et $i_m(t) = \eta\frac{\partial Z(t)}{\partial t}$ le courant dû au déplacement de l'électrode mobile.

Le transducteur capacitif convertit une puissance électrique donnée par le couple courant-tension $\{i_m,u_{ac}\}$ en une puissance mécanique donnée par le couple force-vitesse $\{f_z,v\}$, en notant $v = \dot{Z}$. Deux possibilités s'offrent à nous pour construire une analogie entre le domaine mécanique et le domaine électrique :

(i) la vitesse est analogue à une tension et la force à un courant,

(ii) la force est analogue à une tension et la vitesse à un courant.

Récrivons tout d'abord l'équation différentielle 1.51 en introduisant la vitesse $v(t)$:

$$m_{eff}\frac{\partial v(t)}{\partial t} + \gamma v(t) + k_{eff}\int v(t)\,dt = f_z(t). \tag{1.54}$$

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

(i) L'expression 1.54 est à rapprocher de l'équation différentielle reliant le courant et la tension dans un circuit électrique RLC parallèle :

$$c_m \frac{\partial u_v(t)}{\partial t} + \frac{1}{r_m} u_v(t) + \frac{1}{l_m} \int u_v(t)\, dt = i_f(t), \tag{1.55}$$

$$\text{avec} \begin{cases} u_v(t) \equiv v(t) \\ i_f(t) \equiv f_z(t) \\ c_m \equiv m_{eff} \\ r_m \equiv 1/\gamma \\ l_m \equiv 1/k_{eff} \end{cases} \tag{1.56}$$

Etant donné que $i_f(t) = \eta u_{ac}(t)$, la conservation de la puissance implique $u_v(t) = \frac{1}{\eta} i_m(t)$. Ces équations sont typiquement celles d'un gyrateur de primaire $\{i_m, u_{ac}\}$, de secondaire $\{u_v, i_f\}$ et de rapport de transformation $1 : \eta$.

Le modèle petit signal parallèle du système résonant peut se représenter selon le schéma 1.7.

(ii) Ici, l'expression 1.54 est équivalente à l'équation différentielle reliant le courant et la tension dans un circuit électrique RLC série :

$$l_m \frac{\partial i_v(t)}{\partial t} + r_m i_v(t) + \frac{1}{c_m} \int i_v(t)\, dt = u_f(t), \tag{1.57}$$

$$\text{avec} \begin{cases} i_v(t) \equiv v(t) \\ u_f(t) \equiv f_z(t) \\ l_m \equiv m_{eff} \\ r_m \equiv \gamma \\ c_m \equiv 1/k_{eff} \end{cases} \tag{1.58}$$

Etant donné que $u_f(t) = \eta u_{ac}(t)$, la conservation de la puissance implique $i_v(t) = \frac{1}{\eta} i_m(t)$. Ces équations sont typiquement celles d'un transformateur de primaire $\{i_m, u_{ac}\}$, de secondaire $\{i_v, u_f\}$ et de rapport de transformation $1 : \eta$.

Le modèle petit signal série du système résonant peut donc être représenté par le schéma 1.7.

Nous nous sommes placés jusqu'à présent dans le cas d'un unique transducteur. Certains systèmes en possèdent davantage afin de dissocier les électrodes de polarisation, d'actionnement et de détection des modes de vibrations [Nguyen92, Wang03, Hao04]. Les modèles électriques équivalents possèdent alors autant de transformateurs (ou gyrateurs) que de paires d'électrodes. Le schéma 1.8 représente le

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

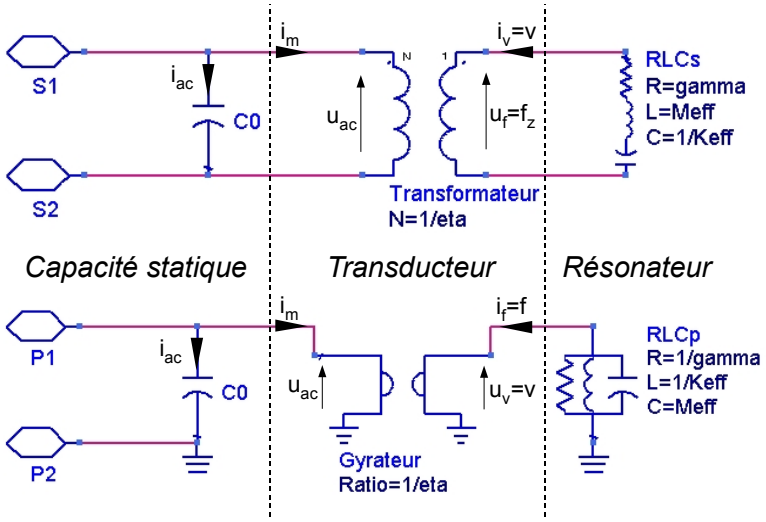


FIG. 1.7 – *Circuits électriques équivalents au résonateur à transduction capacitive : modèle RLC petit signal (haut) série et (bas) parallèle.*

circuit série équivalent pour un et deux transducteurs.

Il est possible d'établir un modèle électrique équivalent sans transformateur (ni gyrateur), en réintégrant le coefficient de transformation dans les éléments de la branche RLC série. Pour le modèle série à un transducteur, il faut repartir de l'équation différentielle 1.54 en remplaçant f_z par ηu_{ac} et v par $\frac{i_m}{\eta}$, puis en divisant de part et d'autre par η :

$$\frac{m_{eff}}{\eta^2}\frac{\partial i_m(t)}{\partial t} + \frac{\gamma}{\eta^2} i_m(t) + \frac{k_{eff}}{\eta^2}\int i_m(t)\,dt = u_{ac}(t). \tag{1.59}$$

Cette équation est équivalente à celle reliant la tension u_{ac} et le courant i_m dans un circuit RLC série faisant intervenir une inductance L_m, une résistance R_m et une capacité C_m tels que :

$$\begin{cases} L_m = \frac{m_{eff}}{\eta^2} \\ R_m = \frac{\gamma}{\eta^2} \\ C_m = \frac{\eta^2}{k_{eff}} \end{cases} \tag{1.60}$$

La figure 1.8 illustre les schémas équivalents pour des systèmes à un et deux transducteurs capacitifs. On remarque dans le premier cas, la présence de la capacité statique C_0 directement en parallèle de la branche RLC série. Cet élément apporte un pôle dans l'impédance complexe du circuit électrique, qui se caractérise par une résonance parallèle f_p, également appelée antirésonance. En effet, l'impédance

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

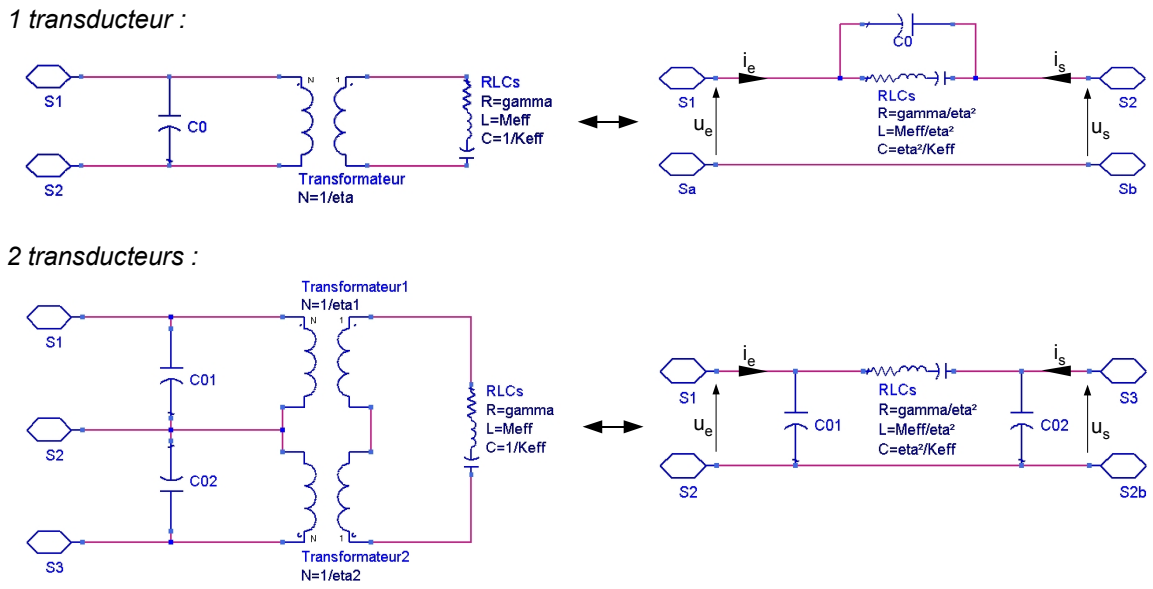


FIG. *1.8* – *Circuits électriques équivalents au résonateur à transduction capacitive : modèle RLC petit signal parallèle. Le système comporte (haut) 1 transducteur pour l'actionnement et la détection ou (bas) 2 transducteurs pour distinguer l'actionnement et la détection. Les modèles (gauche) intègrent un transformateur ou (droite) le rapport de transformation peut être inclus dans les composants RLC.*

complexe en $s = j\omega$ de la branche série est :

$$Z_m(s) = \frac{L_m}{s}\left(s^2 + \frac{R_m}{L_m}s + \frac{1}{L_m C_m}\right) \tag{1.61}$$

et celle du circuit complet avec la branche parallèle est :

$$Z(s) = \frac{Z_m(s)}{L_m C_0\left(s^2 + \frac{R_m}{L_m}s + \frac{1}{L_m \frac{C_0 C_m}{C_0 + C_m}}\right)}. \tag{1.62}$$

La fréquence de résonance série f_0 est déterminée par le calcul du zéro de $Z_m(s)$ alors qu'on déduit f_p du pôle de $Z(s)$:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}}, \tag{1.63}$$

$$f_p = f_0\sqrt{1 + \frac{C_m}{C_0}}. \tag{1.64}$$

Puisque $C_0 \gg C_m$, f_p est très proche de f_0 et détériore l'amplitude du pic de résonance, ce qui n'est pas le cas d'un système avec une paire d'électrodes de détection différente de celle servant à l'actionnement [Clark05].

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.3 Fabrication

Nous avons choisi de concevoir des résonateurs fonctionnant avec une transduction capacitive. Nous nous focaliserons donc ici sur les techniques employées pour la fabrication de systèmes utilisant ce principe. Les différentes parties considérées seront : le support, la partie mobile et le transducteur capacitif.

2.3.1 Substrat de base

Le silicium constitue la base pour la fabrication des circuits intégrés. Il n'est donc pas étonnant de retrouver ce matériau comme substrat de base pour la réalisation de microsystèmes résonants. Deux approches s'offrent alors : soit le substrat sert uniquement de support et la partie mobile est formée dans les couches déposées à sa surface (micro-usinage de surface), soit il est lui-même le matériau structurel (micro-usinage en volume). Nous verrons par la suite que l'usage de plaques de SOI (*Silicon On Insulator*, substrat sous la forme d'un sandwich Silicium / Oxyde de silicium / Silicium) est courant pour le micro-usinage en volume. Dans les deux cas, le substrat sera le lieu de pertes et de couplages d'origine acoustique aussi bien qu'électrique. Les caractéristiques principales du résonateur dépendent quant à elles directement des propriétés qu'ont les matériaux choisis pour la partie vibrante ou les électrodes. Par exemple, les résistances d'accès sont liées à la résistivité des matériaux conducteurs et la vitesse de propagation des ondes acoustiques varie en fonction de la masse volumique et du module d'élasticité.

2.3.2 Partie vibrante

De nombreux matériaux ont été testés pour réaliser la partie mobile afin de répondre à des contraintes de diverses natures :

- Optimiser le facteur de qualité en minimisant l'énergie thermique dissipée. Les matériaux cristallins sont à privilégier car ils offrent peu d'irrégularités sources de création de chaleur.
- Ajuster la vitesse de propagation de l'onde acoustique en fonction des dimensions et des fréquences souhaitées. Par exemple, l'onde se propage quatre fois plus rapidement dans le diamant polycristallin que dans le nickel [Huang06]. Le diamant permettra donc de réaliser des résonateurs à des fréquences élevées tout en conservant des dimensions raisonnables [Wang04].
- Réduire le budget thermique nécessaire à la réalisation de la couche structurelle pour qu'il soit compatible avec le procédé de fabrication global. Par exemple, certains microsystèmes sont réalisés sur des substrats contenant déjà des circuits électroniques CMOS. Un dépôt de silicium re-

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

quiert des contacts en tungstène [Nguyen99] alors que celui d'un composé silicium-germanium (SiGe) ne dégrade pas les couches d'interconnexion en aluminium [Quevy06]. L'utilisation de diélectriques spécifiques dans les procédés CMOS les plus récents impose un budget thermique plus faible où la croissance électrolytique du nickel est une alternative [Huang06].

Le matériau le plus couramment rencontré dans la littérature reste cependant le silicium, sous sa forme monocristalline ou polycristalline. En effet, ses caractéristiques sont bonnes et son coût de fabrication modeste. On distingue le micro-usinage de surface qui conduit à des résonateurs en silicium polycristallin à partir de couches déposées, du micro-usinage en volume qui permet la formation de résonateurs monocristallins en gravant en profondeur le substrat. L'épaisseur des couches déposées n'excède pas $3\,\mu\mathrm{m}$ [Lin04] alors qu'elle peut atteindre $20\,\mu\mathrm{m}$ pour des structures monocristallines de surface importante [Pourkamali03]. Ces dernières sont en fait formées dans un substrat SOI qui a l'avantage d'intégrer une couche enterrée d'oxyde de silicium (SiO_2). La partie mobile est découpée latéralement par une gravure profonde (par exemple de type Bosch [Larmer98]) dans la couche de silicium supérieure, puis est libérée par la gravure sélective de la couche de SiO_2 [Pourkamali03, Cioffi05]. Ce type de substrat se révèle toutefois être sensiblement plus onéreux que les plaques de silicium. Une alternative consiste alors à combiner la gravure profonde verticale à une gravure isotropique qui creuse le silicium sous la partie mobile [Pourkamali03a]. Cette technique n'autorise pas la libération de larges motifs.

2.3.3 Transducteur capacitif

La partie vibrante est faite en matériaux conducteurs, intrinsèquement ou dopés superficiellement, car au moins l'une des surfaces correspond à l'électrode mobile. L'électrode fixe peut aussi être réalisée directement dans le substrat qui est alors dopé en surface. Dans ce cas, la largeur de la gravure profonde qui définit latéralement la partie mobile représente la distance d entre les électrodes du transducteur capacitif. Une telle technique n'autorise pas des rapports d'aspect importants : des espacements d de $0{,}75\,\mu\mathrm{m}$ à $0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ ont été atteints pour des profondeurs d'une dizaine de micromètres [Kaajakari04, Mattila02]. Il s'agit toutefois d'une amélioration par rapport à la technique utilisée initialement pour la fabrication de masses suspendues, où un espacement de $2\,\mu\mathrm{m}$ est gravé dans une couche dopée de silicium polycristallin de $2\,\mu\mathrm{m}$ [Nguyen92]. Or, la section présentant le schéma électrique équivalent (*cf.* paragraphe 2.2.5), montre que le facteur de transformation η du transducteur capacitif est inversement proportionnel à d et la résistance motionelle R_m à d^2. Il est donc important de réduire d pour éviter une résistance ou une tension de polarisation trop importante. Une méthode atteignant une distance inter-électrodes inférieure à $100\,\mathrm{nm}$ est donc préférée.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Elle repose sur l'utilisation d'une couche sacrificielle (généralement en SiO_2) qui joue le rôle d'entretoise entre les électrodes. Le principe consiste à déposer une couche sacrificielle à la surface de la partie mobile avant de former les électrodes fixes par dépôt d'une couche conductrice telle que du polysilicium dopé [Pourkamali03] ou par croissance électrolytique d'un métal [Clark03]. La couche sacrificielle est ensuite gravée sélectivement par de l'acide hydrofluorhydrique de façon à créer un espacement réduit pouvant atteindre $80\,\mathrm{nm}$ [Pourkamali03a, Lin04].

2.3.4 Intégration avec l'électronique

Le choix de la technique de fabrication dépend de la stratégie d'intégration. Comme indiqué dans la partie 1 de ce chapitre, deux alternatives s'offrent : l'intégration sur puce (SoC) et l'assemblage hétérogène (SiP). Cette dernière option conduit à la fabrication d'un résonateur MEMS dans un procédé qui lui est entièrement dédié. Par opposition, l'approche SoC permet d'avoir la partie mécanique au plus proche du circuit électronique en la réalisant sur le même substrat. Les étapes de fabrication du résonateur peuvent alors être envisagées avant ou après celles du procédé CMOS, en veillant à la compatibilité des procédés notamment d'un point de vue thermique et topographique. Même si le résonateur est réalisé dans un premier temps, la surface sur laquelle sont implantés les transistors doit être plane. Une possibilité consiste à enterrer la partie mobile dans une cavité réalisée dans le substrat, puis à combler par une couche d'oxyde de silicium, l'aplanir avant la fabrication CMOS, et finalement libérer le système par une gravure sélective du SiO_2 [Smith95]. Par ailleurs, débuter par le procédé CMOS contraint à changer les niveaux d'interconnexion en aluminium pour du tungstène, qui résiste à la température nécessaire au dépôt de silicium [Nguyen99], ou à former la partie électromécanique à basse température [Quevy06]. L'intégration monolithique avec un circuit intégré a l'avantage de réduire la taille du système complet et les interconnexions qui sont sources d'interférences. Il complique cependant le procédé de fabrication et impose à une plaque complète de suivre les deux procédés dédiés ; le coût par fonction ne s'avère donc pas optimal.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

3 Conclusion

Miniaturiser et intégrer les références de temps représente une suite logique dans le développement de solutions de plus en plus petites et de moins en moins coûteuses pour les applications grand public de télécommunication. Selon les résultats prometteurs affichés par les démonstrateurs de certains laboratoires, les composants micro-électromécaniques sont une réponse potentielle. La compagnie SiTime Inc. propose depuis 2006 des oscillateurs MEMS baptisés SiRes™ pour des fréquences de 1 à 125 MHz. D'après la littérature, les matériaux classiques disponibles au sein d'NXP Semiconductors à Caen (silicium monocristallin et polycristallin, oxyde de silicium, nitrure de silicium et aluminium) permettraient d'atteindre des performances laissant envisager le remplacement des quartz utilisés dans la chaîne de transmission RF des téléphones mobiles. Pour des raisons d'efficacité de mise en oeuvre dans ce contexte industriel, nous choisissons un actionnement et une détection de type capacitif et travaillerons à partir de substrats classiques en silicium. La stratégie nouvelle que l'on se propose d'étudier diffère des précédentes dans le sens où on ne souhaite ni combiner la fabrication des résonateurs avec un procédé CMOS coûteux, ni développer un procédé qui leur est entièrement dédié. Ce projet repose sur le procédé PICS qui bénéficie du micro-usinage en volume, de la réalisation de composants passifs et de l'assemblage avec une puce active. Les préoccupations d'encapsulation ou de fiabilité ne seront pas abordées ici. Nous nous focaliserons en revanche sur différents concepts que nous détaillerons sur le plan de la fabrication et du comportement afin d'établir leurs limites, leurs atouts et l'opportunité réelle de remplacer les quartz.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Chapitre 2

Résonateurs fonctionnant sur un mode de vibration de flexion

L'évolution vers de plus en plus de fonctionnalités dans un unique composant électronique sans en augmenter ni la taille, ni le coût, a été présenté dans le premier chapitre. Il résulte de cette logique la volonté de remplacer le quartz par un dispositif ayant des performances équivalentes, mais pouvant être fabriqué avec les techniques habituelles de la microélectronique. Comme le démontrent les nombreuses études dans ce domaine, les microsystèmes résonants représentent une alternative plausible. Par ailleurs, en marge des technologies complexes utilisées pour la fabrication de puces actives, `NXP Semiconductors` *propose une méthode destinée à reporter différents circuits intégrés sur une puce en silicium de moindre coût. Celle-ci renferme de multiples composants passifs qui assurent l'interconnexion des éléments actifs. L'état de l'art révèle que de nombreuses solutions technologiques utilisées pour l'élaboration de résonateurs MEMS en silicium sont en fait accessibles à travers le procédé développé sur le site* `NXP Semiconductors` *de Caen. L'enjeu de cette étude est donc d'estimer dans quelle mesure ce processus de fabrication peut être adapté à la réalisation de résonateurs qui serviront d'horloge de référence pour les applications radiofréquences.*

Pour répondre à cette problématique, diverses approches ont été imaginées. Nous présenterons dans ce chapitre les trois concepts qui ont conduit à la réalisation et la caractérisation de prototypes. Motivé par la simplicité de mise en oeuvre et le faible coût de fabrication, les premiers essais s'orientent vers des structures métalliques vibrant dans un mode hors-plan. Cet exemple sera l'occasion de présenter les outils qui serviront à analyser le comportement des résonateurs. Nous en déduirons certaines limites justifiant le passage à un concept original de résonateur en silicium cristallin. Plus complexe que le précédent, le procédé de fabrication associé reste très proche du procédé

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

industriel. Sa caractérisation mettra en évidence des insuffisances qui nous encourageront à proposer une troisième solution. Le principe sera décrit ici avant d'être détaillé d'un point technologique et comportemental dans les prochains chapitres.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

1 Résonateurs en aluminium fonctionnant sur un mode de flexion

1.1 Principe et Fabrication

Le concept le plus simple consiste à tirer parti des dernières étapes du procédé PICS1 standard utilisées pour la formation des interconnexions et des plots de contact. Il s'agit d'une succession de dépôts et de gravures de films d'aluminium, d'oxyde de silicium, d'aluminium plus épais et de nitrure de silicium. Le tableau 2.1 détaille les étapes de fabrication originelles et leur utilisation pour réaliser des microstructures vibrantes. Les résonateurs étudiés prennent la forme d'une masse annulaire ou circulaire suspendue au-dessus d'une électrode fixe par des poutres ancrées au substrat. Ces poutres jouent le rôle de ressort alors que l'électrode inférieure initie une déformation hors-plan de la partie mobile. Deux chemins conducteurs amènent le signal électrique respectivement à l'anneau mobile et à l'électrode fixe qui forment le transducteur capacitif utilisé pour l'actionnement et la détection des vibrations ; le système correspond donc à un dipôle résonant. La figure 2.1 illustre la géométrie et l'empilement des couches d'un résonateur annulaire dans sa phase finale de fabrication.

Réf.	**Etapes**	**Applications standards**	**Applications pour MEMS**
Base	empilement de couches gravées de polySi et de SiO_2 sur un substrat en silicium de haute résistivité	formation des résistances et capacités	support pour la formation des MEMS
Al1	dépôt et gravure d'$AlSiCu$ de 1 µm	interconnexions et contacts sur le silicium	électrode inférieure fixe
Ox3	dépôt PECVD et gravure de SiO_2 de 0,5 µm	isolation entre les niveaux métalliques	couche sacrificielle
Al2	dépôt et gravure d'$AlSiCu$ de 3 µm	interconnexions, inductances et contacts extérieurs	électrode mobile et partie résonante
Pas	dépôt PECVD et gravure de Si_3N_4 de 1,5 µm	passivation	protection de certaines zones lors de la libération des microstructures
HF	gravure humide de la couche sacrificielle	non-utilisé	libération des structures mobiles

TAB. *2.1* – *Etapes du procédé PICS1 standard considérées pour la fabrication de résonateurs MEMS en aluminium fonctionnant sur un mode de flexion*

Nous pouvons remarquer dans le tableau 2.1 la nécessité d'une étape supplémentaire par rapport au procédé de base : la libération de la partie mobile par la gravure sélective de l'oxyde sacrificiel "Ox3". On utilise pour cela un bain d'acide fluorhydrique dont la vitesse de gravure de la couche "Ox3" est supérieure à celle des couches "Al1", "Al2" et "Pas". La différence de vitesse de gravure ne donne toutefois pas la possibilité de libérer de larges structures sans détériorer l'ensemble. Les

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

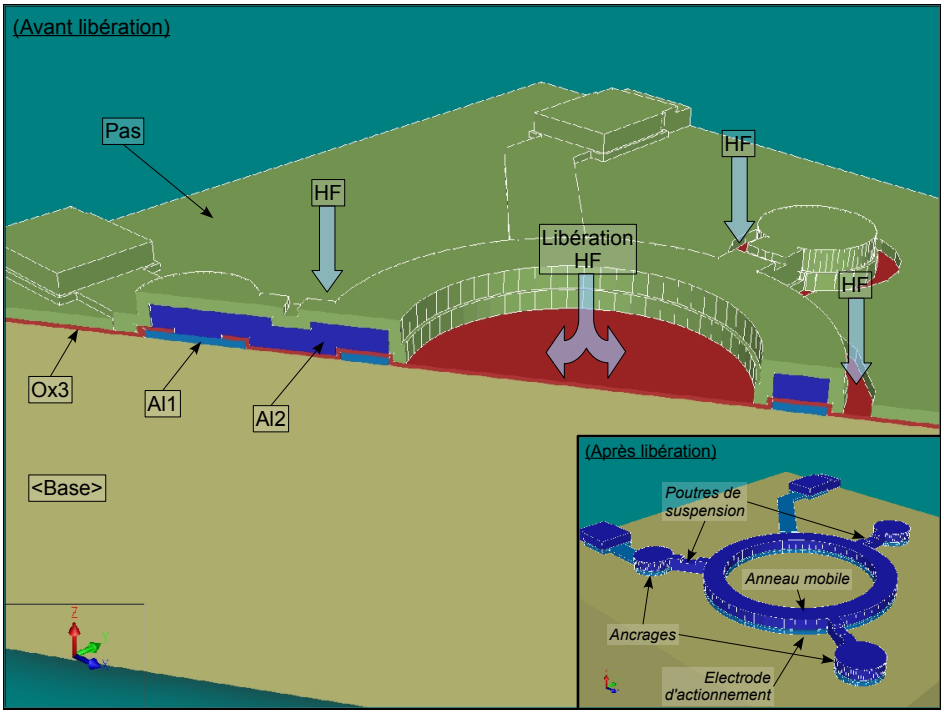


FIG. 2.1 – *Illustration du procédé de fabrication PICS1 appliqué à un résonateur annulaire. La vue en coupe montre l'assemblage des couches avant l'étape de gravure humide "HF". L'encart représente la structure globale après la gravure des couches "Ox3" et "Pas".*

largeurs typiques de structures en "Al2" que l'on peut sous-graver sont de l'ordre de 7 µm. Au-delà, il sera nécessaire de créer des ouvertures pour multiplier les zones d'attaque chimique de l'oxyde sacrificiel. Une géométrie annulaire semble donc adaptée à cette contrainte technologique. Elle présente également l'avantage, par rapport à une poutre simple de même fréquence caractéristique, de multiplier la surface des électrodes, et par conséquent le rapport de transformation η du transducteur capacitif (*cf.* paragraphe 2.2.6). En effet, l'augmentation de la surface génère un accroissement de la masse qui peut être compensé par une raideur plus élevée liée à l'ajout de poutres de suspension.

Un premier jeu de masques a été réalisé pour des anneaux ayant un diamètre intérieur de 25 à 60 µm et une largeur de 3 ou 6 µm, suspendus par 3 ou 6 poutres de longueur comprise entre 4 et 12 µm et de largeur 3 ou 6 µm. Deux résonateurs circulaires percés, de diamètre 56 et 82 µm, suspendus par 3 poutres, complètent les réalisations. Tab. 2.2 résume les dimensions des huit structures.

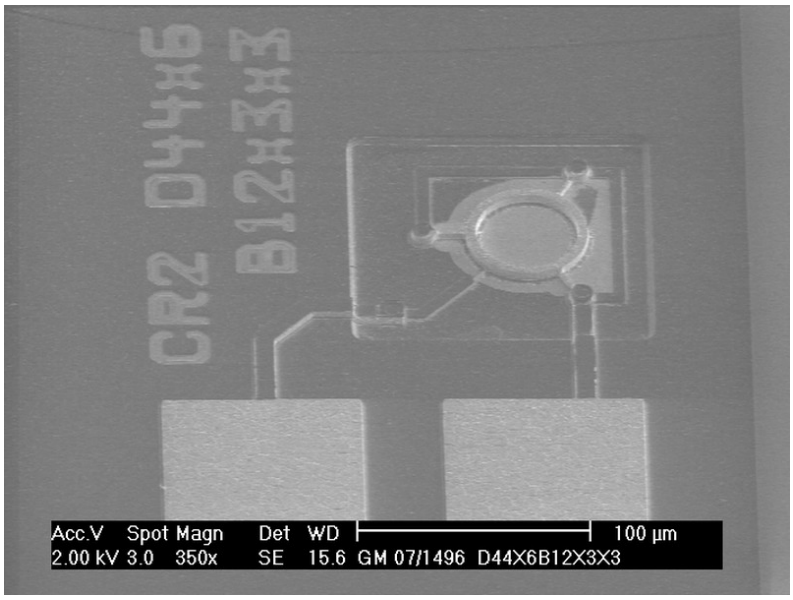
L'analyse au microscope électronique des structures réalisées révèle une variation de leurs dimensions réelles par rapport au masque. Ceci s'explique par l'attaque chimique du matériau structurel "Al2" par l'acide fluorhydrique. Alors que la partie supérieure est dans un premier temps protégée par la couche "Pas", les surfaces latérales sont directement gravées sur environ 0,5 µm. A la fin de cette étape, la couche "Pas" ne subsiste plus sur les parties mobiles, comme le montre Fig. 2.2.

© 2009 Tous droits réservés.

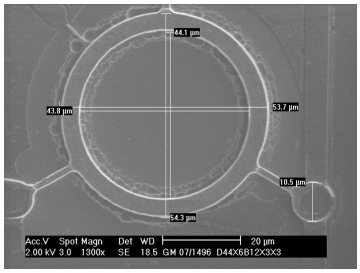
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Réf.	Anneau / Disque		Poutres de suspension		
	rayon int. R_{int} (µm)	**largeur** l_a (µm)	**nombre** Nb.	**longueur** L_p (µm)	**largeur** l_p (µm)
D50x3 B7x3x3	25	3	3	7	3
D50x3 B7x6x3	25	3	6	7	3
D44x6 B12x3x3	22	6	3	12	3
D44x6 B7x6x6	22	6	6	7	6
D50x6 B4x6x3	25	6	6	4	3
D60x6 B12x3x3	30	6	3	12	3
D56 B12x3x3	5	23	3	12	3
D82 B17x3x6	5	36	3	17	6

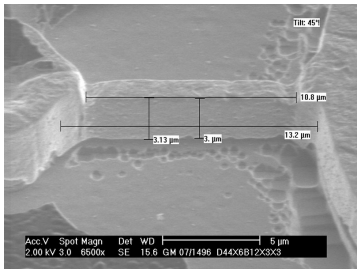
TAB. *2.2 –* *Dimensions des résonateurs annulaires et circulaires réalisés en "Al2" ($AlSiCu$ de 3 µm)*



(a) Vue globale



(b) Dimensions de l'anneau



(c) Dimensions des poutres

FIG. *2.2 –* *Résonateur annulaire "D44x6 B12x3x3" libéré vu au microscope électronique à balayage sous différents angles avec une estimation de ses dimensions.*

1.2 Mise en place des modèles et du banc de mesures

1.2.1 Modélisation par des éléments finis

Si les modes de vibration pour les résonateurs de type *masse suspendue*, *poutre* ou *plaque mince* ont été décrits par des expressions analytiques, la complexité de la géométrie choisie n'autorise pas de tels modèles. On fera donc appel à des simulations numériques par éléments finis.

La méthode consiste à élaborer un modèle géométrique en lui associant les caractéristiques des matériaux, à le discrétiser (opération appelée *maillage*) et à appliquer les lois physiques sur ces petits

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

éléments. Les calculs numériques sont en fait établis en des points particuliers des éléments : les *noeuds*. Par conséquent, plus le maillage est fin et le nombre de noeuds important, plus le modèle sera précis. En contrepartie, le nombre d'opérations à effectuer sera décuplé et donc le besoin en ressources numériques sera d'autant plus grand. Les simulations présentées ici ont été réalisées à l'aide du logiciel ANSYS sur la base des programmes joints en annexe (*cf.* Annexe B.1).

Le modèle géométrique du résonateur est représenté en Fig. 2.3 pour le résonateur "D44x6 B12x3x3". Ses dimensions sont entièrement paramétrées afin de pouvoir simuler l'ensemble des structures avec d'éventuelles variations de procédé. Le tableau 2.3 récapitule les propriétés du matériau "Al2" associé au résonateur. Le maillage est réalisé automatiquement par le logiciel pour des éléments tétraédriques et une finesse de niveau intermédiaire. ANSYS offre également la possibilité de coupler les domaines de simulations, par exemple mécanique et électrostatique. L'électrode d'actionnement est alors simulée en utilisant une fonction intégrée dans le logiciel qui crée un transducteur capacitif entre la face inférieure de l'anneau mobile et une surface conductrice de forme identique, fixe, parallèle à celle-ci. Comme indiquée dans le tableau 2.3, la permittivité considérée pour le transducteur est celle du vide.

Matériaux	**Propriétés**	**Valeurs**
Al2 (*AlSiCu*)	Masse volumique	$2700\,\mathrm{kg/m^3}$
	Module d'Young	$69\,\mathrm{GPa}$
	Coefficient de Poisson	$0{,}35$
	Coefficient de dilatation thermique	$30\,10^{-6}$
Transducteur (*Air / vide*)	Permittivité du vide	$8{,}854\,10^{-12}\mathrm{F/m}$
	Permittivité relative	1

TAB. *2.3* – *Propriétés des matériaux utilisées pour les simulations par éléments finis durant la phase de conception. (Les propriétés de "Al2" sont celles de l'aluminium massif)*

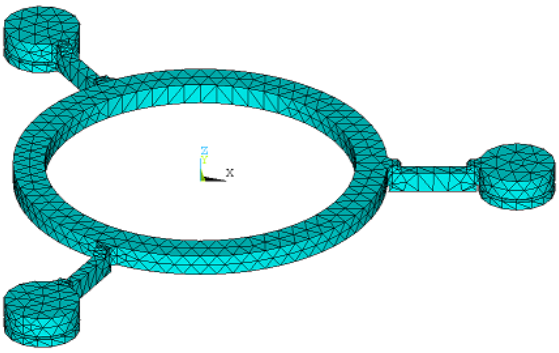


FIG. *2.3* – *Modèle éléments finis du résonateur annulaire "D44x6 B12x3x3".*

Dans les prochains paragraphes, nous exploiterons les résultats de deux types d'analyses :

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

- une analyse statique pour connaître les contraintes et déformations de la structure sous différents environnements, servant éventuellement à établir les conditions initiales pour d'autres analyses ;
- une analyse modale pour obtenir les fréquences propres ainsi que leur mode de vibration ;

1.2.2 Modèle électrique *petit-signal*

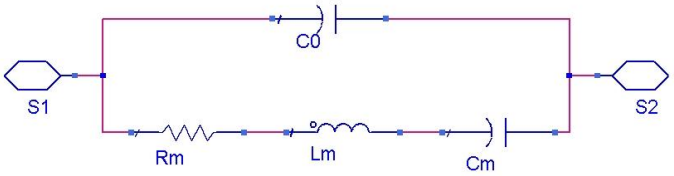


FIG. 2.4 – *Schéma électrique équivalent représentant la branche série (C_0) et la branche motionnelle (R_m,L_m,C_m) d'un résonateur.*

Il est très courant de représenter le comportement dynamique d'un résonateur fonctionnant dans un régime linéaire par un circuit électrique RLC série. La justification mathématique a été détaillée dans le paragraphe 2.2.6 du chapitre précédent. Ce modèle est également appelé *circuit de Butterworth-Van Dyke*. Il comprend une capacité statique C_0 en parallèle avec les composants séries de la branche motionnelle : une résistance R_m, une inductance L_m et une capacité C_m (*cf.* Fig. 2.4). Ces trois composants sont calculés en fonction des caractéristiques de l'oscillateur mécanique (m_{eff}, k_{eff} et γ) et du coefficient de couplage capacitif η. Ce dernier dépend lui-même de C_0, ainsi que de la tension de polarisation U_{DC} et de la distance initiale d séparant les électrodes parallèles. Finalement, C_0 est liée à d et à la surface S que les électrodes ont en regard. Avec $\epsilon_0\epsilon_r$ qui désigne la permittivité du milieu ambiant, les différentes relations s'écrivent alors :

$$\begin{cases} C_0 = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d} \\ \eta = C_0 \frac{U_{DC}}{d} \\ L_m = \frac{m_{eff}}{\eta^2} \\ R_m = \frac{\gamma}{\eta^2} \\ C_m = \frac{\eta^2}{k_{eff}}. \end{cases} \tag{2.1}$$

1.2.3 Modèle électrique *grand-signal*

D'après la section 2.2.6 du chapitre 1, le système peut être vu comme un dipôle résonant modélisable par une capacité variable au cours du temps qui a pour expression l'équation 1.44. Les

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

déplacements périodiques de l'électrode mobile sont quant à eux régis par les équations 1.43 et 1.45. Or, en considérant que la vitesse de déplacement est analogue à un courant et la force électrostatique à une tension, l'expression 1.43 devient équivalente à l'équation différentielle reliant le courant et la tension dans un circuit électrique RLC série. Le dipôle aux bornes duquel est appliqué un signal $U(t)$ peut alors être entièrement décrit dans le domaine électrique par le système suivant :

$$\begin{cases} l_m \frac{\partial i_v(t)}{\partial t} + r_m i_v(t) + \frac{1}{c_m} \int i_v(t)\, dt = U_F(t) \\ U_F(t) = -\frac{1}{2}\epsilon_0 \epsilon_r U(t)^2 \frac{S}{\left(d + \int i_v(t)\, dt\right)^2} \\ C(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d + \int i_v(t)\, dt} \end{cases} \tag{2.2}$$

$$\text{avec} \begin{cases} i_v(t) \equiv \dot{Z}(t) \\ l_m \equiv m_{eff} \\ r_m \equiv \gamma \\ c_m \equiv 1/k_{eff} \end{cases} \tag{2.3}$$

Son codage dans `ADS`, logiciel de simulations électriques de la société `Agilent`, se traduit alors par (*cf.* circuit électrique 2.5) :

1. un dipôle représentant $C(t)$, pour lequel on définit la relation entre le courant et la tension : $U(t) = C(t) \frac{\partial i_c(t)}{\partial t}$;
2. en parallèle, un quadripôle dont l'entrée renvoie l'image de $U(t)$ et dont la tension de sortie vaut $U_F(t)$;
3. une inductance l_m, une résistance r_m et une capacité c_m connectées en série aux bornes de sortie du quadripôle, le tout traduisant la première équation différentielle de 2.2 ;
4. un second quadripôle dont l'entrée est connectée en parallèle de c_m et la sortie montée sur une résistance unitaire délivre une tension et un courant qui sont l'image du déplacement : $u_z = \int i_v(t)\, dt = Z(t)$.

Ce modèle est utilisé dans un circuit électrique basique (*cf.* schéma 2.6). Le modèle du résonateur électromécanique est associé en parallèle à une résistance et une capacité parasites. On ne fera pas de distinction entre les éléments parasites intrinsèques et ceux ramenés par le circuit de mesures. Le dipôle ainsi formé est connecté à l'impédancemètre composé d'un générateur de tension et d'un ampèremètre qui mesure l'intensité traversant le circuit *via* une impédance d'entrée et une impédance de sortie de $50\,\Omega$.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

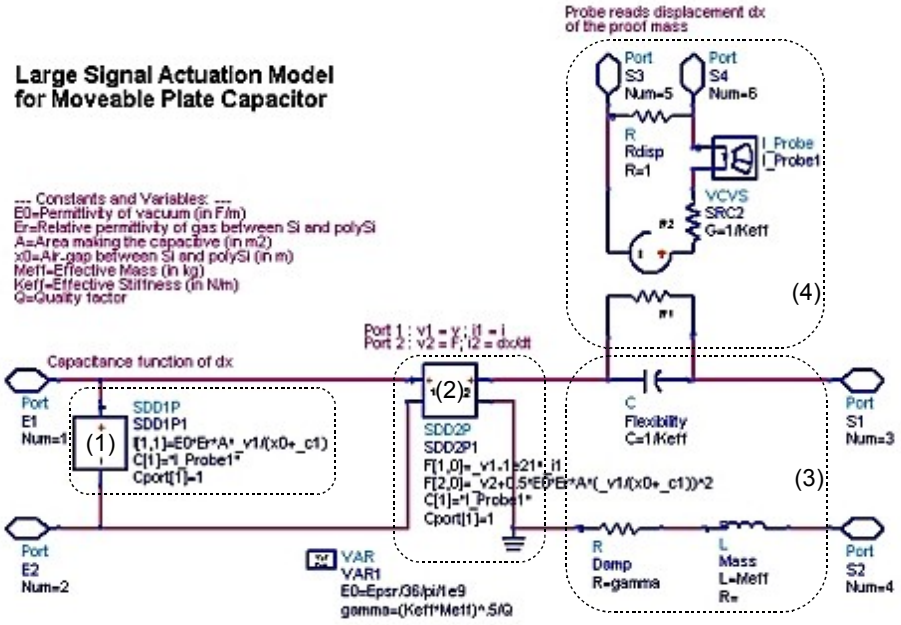


FIG. *2.5* – *Modèle électromécanique d'un résonateur à transduction capacitive utilisé pour les simulations électriques sous* `ADS`.

Contrairement aux circuits électriques équivalents proposés dans le paragraphe 2.2.6 du chapitre 1 où l'on supposait de petits déplacements et une composante alternative de $U(t)$ très petite devant la composante continue, il n'y a pas de restriction dans ce modèle. Comme nous le verrons par la suite, il s'agit d'un modèle *grand-signal* qui tient compte des non-linéarités électriques.

1.2.4 Matériel et dispositif de mesure

Un morceau de la plaque de silicium est placé dans une chambre à vide où la pression peut descendre jusqu'à $\mathrm{quelques\ \mu bar}$. La température du support est éventuellement augmentée et contrôlée par un courant électrique.

Nous avons réalisé les mesures à l'aide d'un analyseur d'impédance de type `Hewlett-Packard 4194A` ou de son homologue plus récent `Agilent 4294A`. Ces appareils délivrent une tension de composante alternative pouvant varier de $10\,\mathrm{mV}$ à $1\,\mathrm{V}$ et de composante continue allant jusqu'à $30\,\mathrm{V}$.

Quatre câbles adaptés $50\,\Omega$ partent de l'impédancemètre et rejoignent l'entrée de la chambre où ils sont connectés deux à deux. Dans la chambre, d'autres câbles adaptés les relient finalement aux deux pointes en tungstène alors posées sur les plots de contact en aluminium.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

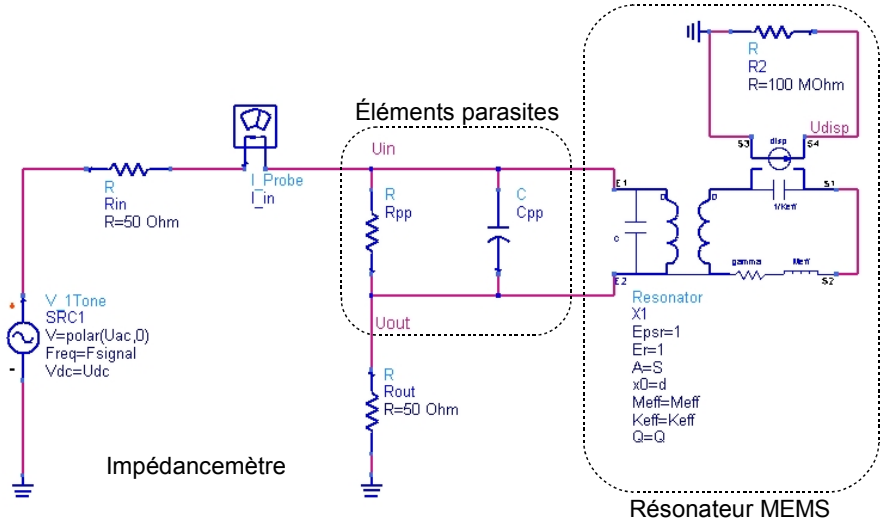


FIG. 2.6 – *Schéma électrique montrant le modèle électromécanique avec l'appareil de mesure et les composants électriques parasites.*

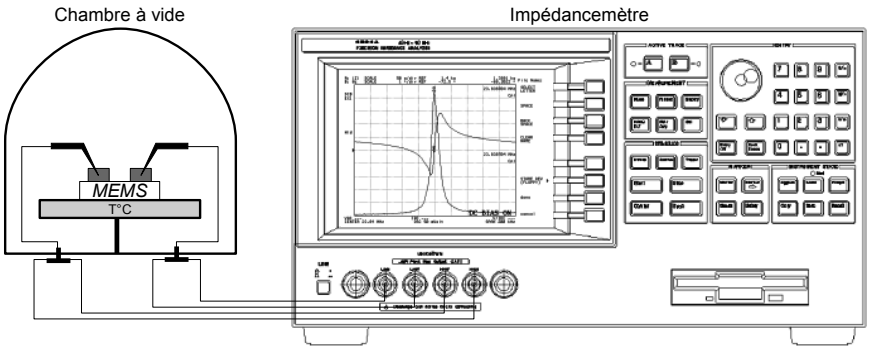


FIG. 2.7 – *Schéma du banc de mesures des résonateurs MEMS. Ceux-ci sont placés dans une chambre à vide et mesurés électriquement avec un impédancemètre.*

1.3 Modélisation et caractérisation des résonateurs en aluminium

1.3.1 Fréquences et modes propres

Les fréquences de résonance de l'ensemble des structures présentées en Tab. 2.2 ont été mesurées dans l'air suivant le protocole expliqué en paragraphe 1.2.4, pour une tension de polarisation de 15 V. Les mesures ont été réalisées sur différents dispositifs identiques ; le tableau 2.4 récapitule les valeurs moyennes des mesures en fonction des dimensions théoriques.

Nous avons en outre procédé à une simulation systématique des résonateurs annulaires par une analyse modale du modèle présenté au paragraphe 1.2.1 en tenant compte d'une sur-gravure latérale de 0,5 µm. Des écarts significatifs entre la mesure et la simulation des fréquences de résonance sont observés. L'erreur s'explique en partie par le fait que le modèle de conception était basé sur les

© 2009 Tous droits réservés.

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

propriétés de l'aluminium massif alors que le matériau est déposé en couche mince par pulvérisation cathodique. Nous choisissons d'appliquer un facteur de correction $c_E = 0{,}75$ au module d'Young afin de minimiser l'erreur pour la structure de référence "D44x6 B12x3x3". En tenant compte de cette correction, le tableau 2.4 regroupe les résultats de simulation pour le mode stimulé par l'électrode enterrée alors que la figure 2.8 illustre les déformations pour les premiers modes de vibration de "D44x6 B12x3x3". Etant donnés les trois axes de symétrie résultant des trois poutres de soutien de l'anneau, nous pouvons observer des dégénérescences de mode. C'est le cas des couples de modes $\{2{,}3\}$ et $\{5{,}6\}$, pour lesquels les axes de symétrie de déformation de l'anneau sont décalés d'un angle de $\frac{\pi}{12}$.

La correspondance entre les mesures et les simulations du premier mode demeure moyenne avec une erreur pouvant atteindre $12\,\%$. Il est en fait difficile de modéliser les ancrages de façon fiable et de reproduire les écarts de dimension qu'il existe entre les structures fabriquées, du fait de la gravure humide par exemple. On note d'ailleurs des écarts significatifs entre les mesures sur des structures identiques d'un même échantillon. Au vu des divers simulations reproduisant les variations géométriques observées au microscope, ceci ne justifie qu'une partie des erreurs. L'autre partie trouve certainement son origine dans la description du matériau structurel. Dans la suite, nous chercherons donc à comprendre le comportement de notre système oscillant en s'appuyant sur les mesures électriques et les différents modèles introduits en début de chapitre.

Résonateur	**Anneau**		**Poutres**			**Fréquence**		
Réf.	R_{int} (µm)	l_a (µm)	Nb.	L_p (µm)	l_p (µm)	**Mesurée** (MHz)	**Simulée** (MHz)	**Erreur** (%)
D50x3 B7x3x3	25	3	3	7	3	2,31	2,58	12%
D50x3 B7x6x3	25	3	6	7	3	-	5,08	-
D44x6 B12x3x3	22	6	3	12	3	1,55	1,55	1%
D44x6 B7x6x6	22	6	6	7	6	4,40	4,17	5%
D50x6 B4x6x3	25	6	6	4	3	4,70	4,38	7%
D60x6 B12x3x3	30	6	3	12	3	1,21	1,20	1%
D56 B12x3x3	28	23	3	12	3	1,30	-	-
D82 B17x3x6	41	36	3	17	6	0,71	-	-

TAB. *2.4* – *Bilan des fréquences mesurées et simulées pour les différents résonateurs annulaires. Les fréquences sont données en* MHz *à* $\pm 3\,\%$*, pour les dimensions théoriques en* µm.

1.3.2 Influence d'une contrainte résiduelle

Nous avons précédemment fait le choix de réduire les erreurs entre les fréquences mesurées et celles simulées en appliquant un facteur correctif au module d'Young. Nous émettons ici une autre

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

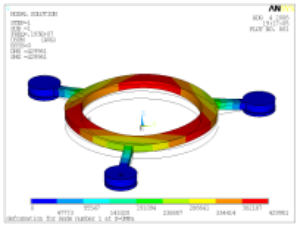
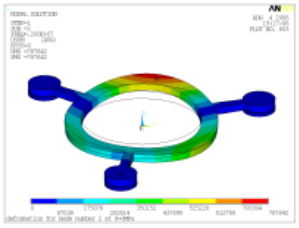
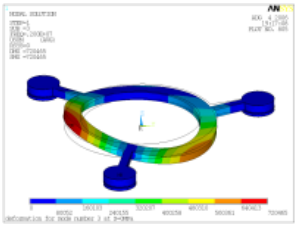
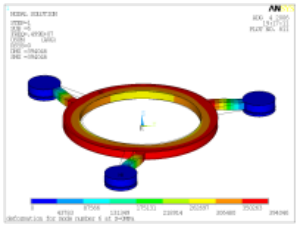
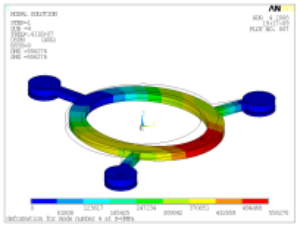
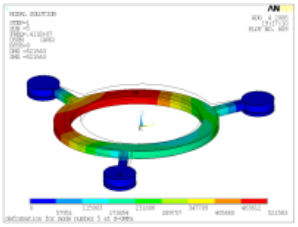
Mode 1 (1,569 MHz) : vibration hors-plan ; l'anneau oscille de haut en bas.		
Modes 2 et 3 (1,581 MHz) : vibration hors-plan ; l'anneau tend à tourner autour d'un axe porté par une poutre (2) ou décalé de $\frac{\pi}{12}$ par rapport à celui-ci (3).		
Mode 4 (2,716 MHz) : vibration planaire ; rotation de l'anneau autour de son axe de symétrie.		
Modes 5 et 6 (2,782 MHz) : vibration planaire ; ovalisation de l'anneau avec 4 noeuds formant 2 axes orthogonaux dont l'un est porté par une poutre ou décalé de $\frac{\pi}{12}$.		

FIG. *2.8* – *Simulation des formes propres correspondant aux premiers modes de vibration de "D44x6 B12x3x3".*

hypothèse liée au procédé de dépôt. En effet, comme nous l'illustrerons ultérieurement avec une étude des contraintes dans le silicium polycristallin (*cf.* chapitre 3, section 2), les matériaux déposés en microtechnologie présentent généralement une contrainte résiduelle. En d'autres termes, même en l'absence d'actions extérieures appliquées au système, il existe des forces internes dans la partie mobile, compensées au niveau des ancrages par l'action du support. D'une part ces contraintes génèrent une déformation des microstructures, d'autre part elle modifie la raideur du système. Dans notre cas, la couche "Al2" est déposée à une température d'environ 700 °C. Le retour à la température ambiante peut donc générer une tension dans le matériau.

L'étude présentée ici consiste à simuler l'impact d'une contrainte initiale en compression ou en tension sur les modes de résonances. Nous reprenons alors notre modèle initial pour "D44x6 B12x3x3" et le complétons par une précontrainte biaxiale isotrope, c'est-à-dire une contrainte uniforme dans toutes les directions du plan et nulle suivant la normale au plan. Une simulation statique permettant

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

de calculer les déformations précède l'analyse modale. Les premiers modes sont systématiquement extraits pour une contrainte variant de -500 à $500\,\mathrm{MPa}$. Leur évolution correspond à la figure 2.9 sur laquelle nous pouvons distinguer une diminution très rapide des fréquences de résonance lorsque la contrainte est positive. Ces résultats confirment qu'une architecture de résonateur dont les extrémités sont fixes est particulièrement sensible aux contraintes internes. C'est notamment le cas du mode que nous exploitons ("mode 1") : la fréquence est divisée par 2 lorsqu'on introduit une contrainte de $100\,\mathrm{MPa}$. Par conséquent, la formation d'une couche déposée en tension pourrait également expliquer l'écart de $25\,\%$ entre la mesure de "D44x6 B12x3x3" et l'analyse modale sans correction des paramètres matériaux. Si on considère les propriétés de l'aluminium massif, il faut appliquer une contrainte en tension de $75\,\mathrm{MPa}$ pour que la simulation de la fréquence propre du "mode 1" coïncide avec la fréquence mesurée électriquement. Une analyse complémentaire serait nécessaire afin d'estimer dans quelle mesure nous surévaluons le module d'Young en prenant celui du matériau massif et la contrainte résiduelle en affectant une valeur de $75\,\mathrm{MPa}$.

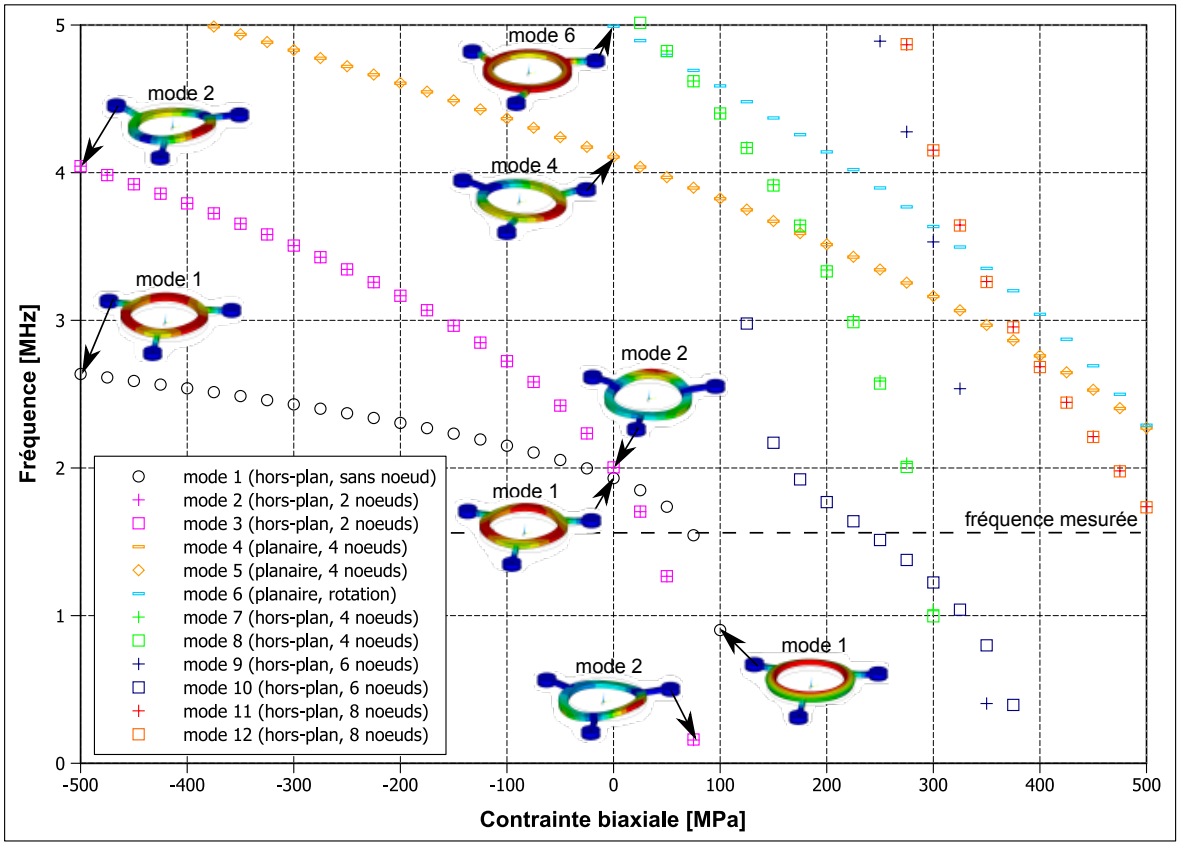


FIG. 2.9 – *Simulation par éléments finis de l'influence d'une contrainte biaxiale sur les premiers modes de résonance et leur fréquence (N.B. les modes 3, 5, 8, 10 et 12 sont une dégénérescence respectivement des modes 2, 4, 7, 9 et 11).*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

1.3.3 Influence des tensions d'alimentation

Dans le cas du régime linéaire, l'impédance équivalente du circuit de Butterworth-Van Dyke indique que son spectre autour de la résonance varie en fonction de la tension de polarisation mais est indépendante de l'amplitude du signal d'actionnement.

En réduisant l'approximation établie pour le calcul de la force d'actionnement Eq. 1.46, on fait apparaître des termes dépendant du déplacement $Z(t)$. Le développement de Eq. 1.45 en série de Taylor pour un signal électrique $U(t)$ devient donc :

$$F_z(t) = -\frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r U(t)^2 \frac{S}{d^2}\left(1 - 2x + 3x^2 - 4x^3 + 5x^4 + o\left(x^4\right)\right), \text{ avec } x = \frac{Z(t)}{d}. \tag{2.4}$$

Le terme d'ordre un est homogène à une raideur qui se soustrait à la raideur mécanique k_{eff} du système ; elle est nommée *raideur électrostatique* et sera notée k_{e0}. En négligeant pour le moment les autres termes et en s'intéressant à la composante harmonique, l'équation différentielle 1.51 devient :

$$m_{eff}\ddot{Z} + \gamma\dot{Z} + (k_{eff} - k_{e0})\, Z = f_z \tag{2.5}$$

$$\text{avec } \begin{cases} f_z = -\eta u_{ac} \\ k_{e0} = \eta\frac{U_{DC}}{d} \\ \eta = \epsilon_0\epsilon_r U_{DC}\frac{S}{d^2}. \end{cases} \tag{2.6}$$

La conséquence attendue consiste alors en une diminution de la fréquence de résonance mesurée. Pour une déviation Δf, la relation qui en découle et son approximation d'ordre un s'écrivent :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \sqrt{1 - \frac{k_{e0}}{k_{eff}}} - 1 \approx -\frac{1}{2}\frac{k_{e0}}{k_{eff}}. \tag{2.7}$$

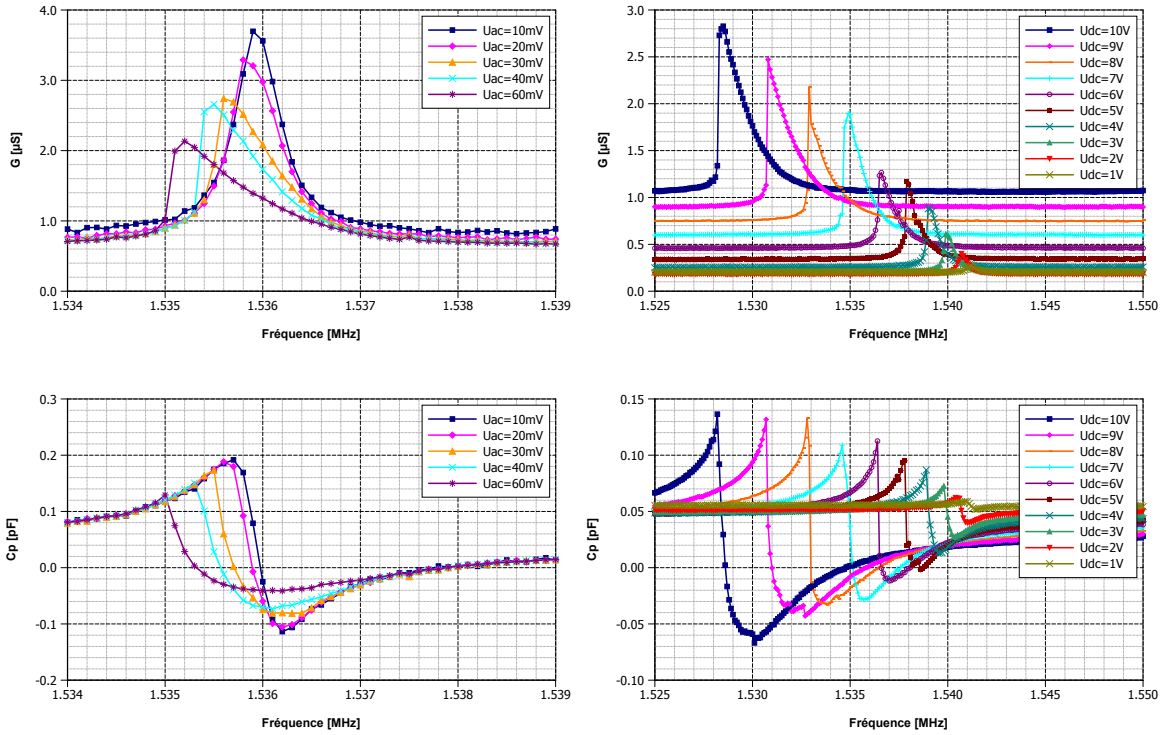
On a donc $\frac{\Delta f}{f_0}$ proportionnel à U_{DC}^2.

Les termes d'ordre supérieur sont quant à eux à l'origine de distorsions de spectre. On parle d'*anharmonicité* ou de *non-linéarités*. L'avantage du modèle analytique codé dans `ADS` réside dans la prise en compte de ces effets dans un environnement électronique. En s'appuyant sur un tel modèle, nous chercherons à extraire les paramètres mécaniques et les éléments électriques parasites qui caractérisent les dispositifs réalisés.

L'étude est menée à travers une structure de type "D44x6 B12x3x3" dont on mesure l'admittance Y dans le vide suivant le banc de tests décrit au paragraphe 1.2.4. On extrait la conductance G et la capacité C_p autour de la fréquence de résonance pour différentes tensions de polarisation et différentes

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

amplitudes d'excitation ($Y = G + \jmath\omega C_p$). Les spectres sont tracés en Fig. 2.10.



(a) Variation de U_{ac} à $U_{DC} = 7\,\mathrm{V}$ **(b)** Variation de U_{DC} à $U_{ac} = 100\,\mathrm{mV}$

FIG. *2.10* – *Mesures dans le vide de la conductance G et de la capacité C_p sur "D44x6 B12x3x3".*

Le passage au modèle électrique n'est pas trivial du fait des non-linéarités visibles même pour les faibles niveaux de tension. On commence donc par rechercher la masse effective grâce à des simulations par éléments finis. Après avoir effectué une simulation modale avec le modèle présenté plus haut et en considérant une gravure latérale de $0{,}5\,\mu\mathrm{m}$ du matériau, nous calculons m_{eff} par le rapport entre la somme des produits de la masse m_i par le carré du déplacement x_i calculés pour chaque élément i de la partie mobile et le carré du déplacement moyen $\bar{x}$ de l'électrode mobile :

$$m_{eff} = \frac{\sum_i m_i \cdot x_i}{\bar{x}^2}. \tag{2.8}$$

En ramenant le calcul à la masse réelle m_0 de l'anneau et des bras de soutien, on obtient $m_{eff} = 0{,}58 \cdot m_0$ et $m_0 = 7\,10^{-12}\mathrm{kg}$. Puis tracer la fréquence donnant le maximum de conductance en fonction de U_{DC}^2 nous donne par linéarisation la fréquence naturelle de résonance f_0 de la partie mécanique et le coefficient de proportionnalité α entre $\frac{\Delta f}{f_0}$ et U_{DC}^2 :

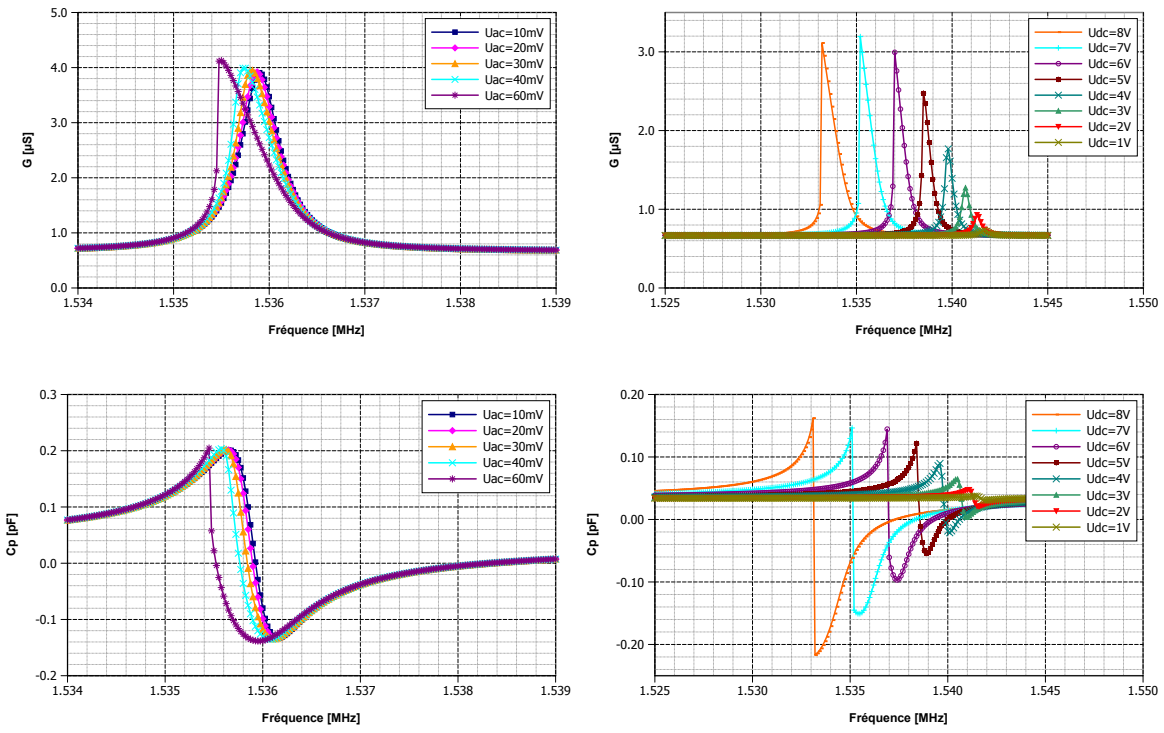
$$f = f_0\left(1 - \alpha \cdot U_{DC}^2\right) = 1.541 \cdot 10^6\left(1 - 83 \cdot 10^{-6} U_{DC}^2\right). \tag{2.9}$$

© 2009 Tous droits réservés.

Le premier élément et m_{eff} permettent une estimation de k_{eff} ($380\,\mathrm{N/m}$), puis connaissant α et S (dimensions mesurées par microscopie électronique), une évaluation de d ($0{,}48\,\mu\mathrm{m}$). La mesure du facteur de qualité pour le spectre non-déformé, c'est-à-dire pour $U_{DC} = 7\,\mathrm{V}$ et $U_{ac} = 10\,\mathrm{mV}$, nous renseigne sur le facteur de qualité dans l'air, $Q = 2600$, qui correspond à un coefficient d'amortissement $\gamma = 15{,}1\,10^{-9}$. Finalement, les niveaux moyens de C_p et G en dehors de la résonance suggèrent la présence d'une résistance R_{pp} et d'une capacité C_{pp} parallèles parasites d'environ $1{,}5\,\mathrm{M\Omega}$ et $30\,\mathrm{fF}$. Les valeurs du circuit équivalent sont résumées dans Tab. 2.5 et conduisent aux courbes de Fig. 2.11.

Dimensions mesurées	**Modèle électromécanique**	**Eléments élec. parasites**
Anneau	$S = 780\,\mu\mathrm{m}^2$	$C_{pp} = 30\,\mathrm{fF}$
$R_{int} = 22{,}5\,\mu\mathrm{m}$	$d = 0{,}48\,\mu\mathrm{m}$	$R_{pp} = 1{,}5\,\mathrm{M\Omega}$
$l_a = 5\,\mu\mathrm{m}$	$m_0 = 7{,}0\,10^{-12}\mathrm{kg}$	
Poutres	$m_{eff} = 4{,}1\,10^{-12}\mathrm{kg}$	
$L_p = 12{,}5\,\mu\mathrm{m}$	$k_{eff} = 380\,\mathrm{N/m}$	
$l_p = 2\,\mu\mathrm{m}$	$\gamma = 15{,}1\,10^{-9}$	
	$f_0 = 1{,}541\,\mathrm{MHz}$	

TAB. *2.5* – *Résumé des principaux éléments caractéristiques du modèle électromécanique et des éléments parasites pour "D44x6 B12x3x3" placé dans le vide* (cf. *Fig. 2.10*).



(a) Variation de U_{ac} à $U_{DC} = 7\,\mathrm{V}$

(b) Variation de U_{DC} à $U_{ac} = 100\,\mathrm{mV}$

FIG. *2.11* – *Simulations* ADS *de la conductance G et de la capacité C_p pour "D44x6 B12x3x3" placé dans le vide* (cf. *Tab. 2.5*).

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

La comparaison entre les simulations présentées en Fig. 2.11 et les mesures visibles en Fig. 2.10 fait apparaître des phénomènes qui n'ont pas été pris en compte dans le modèle. Les points de divergences se concentrent sur un trop faible décalage du pic de conductance lorsque U_{ac} augmente et sur des amplitudes de spectre trop grandes pour les vibrations les plus importantes. On est donc en présence de phénomènes dépendant du déplacement Z et de la vitesse $\dot{Z}$. Comme nous l'avons dit auparavant, les non-linéarités provenant de l'actionnement électrostatique sont visibles par la simulation : on distingue nettement des distorsions de spectre qui reproduisent en partie les mesures. Une première source d'erreur provient du modèle valable pour des électrodes planes parallèles alors que l'anneau tend à se déformer légèrement en dehors du plan (*cf.* mode de vibration simulé, Fig. 2.8).

Nous attribuons la source principale des effets observés au matériau structurel. L'aluminium massif est habituellement décrit par un comportement élastique. Dans notre cas, il s'agit d'une couche fine déposée par pulvérisation cathodique avec une faible proportion de cuivre et de silicium. Son comportement peut donc suivre une loi plus complexe avec une relation contrainte – déformation non-linéaire et dépendant du temps. Il en résulte des termes d'anharmonicité sur la raideur qui s'ajoutent aux non-linéarités électrostatiques, ainsi qu'un amortissement qui croît avec les déformations. Notre hypothèse s'appuie également sur la présence de joints de grains que l'on distingue nettement au microscope électronique (*cf.* photo 2.2c) et qui participent typiquement à ce genre de phénomènes.

En résumé, nous pouvons dire que de par le rapport entre la surface de l'électrode et la raideur mécanique, ce type de résonateur est fortement sensible aux tensions appliquées. Ceci représente un atout pour régler finement la fréquence de résonance. Par exemple, une variation de $\pm 0{,}5\,\mathrm{V}$ autour de $5\,\mathrm{V}$ permet d'adapter la fréquence dans une gamme de $\pm 420\,\mathrm{ppm}$. En revanche, les amplitudes de déformation permettant une nette variation de l'impédance à la résonance rendent le système fortement amorti et anharmonique. Les distorsions de spectre limitent les niveaux de tension appliqués à un produit $U_{DC} \cdot U_{ac}$ d'environ $100\,10^{-3}\mathrm{V}^2$. Ceci correspond à un déplacement de l'anneau de l'ordre de $25\,\mathrm{nm}$. Les composants formant le circuit équivalent de Butterworth-Van Dyke ont par exemple les valeurs indiquées en Tab. 2.6 pour $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$.

R_m	L_m	C_m	C_0
$672\,\mathrm{k\Omega}$	$180\,\mathrm{H}$	$59\,\mathrm{aF}$	$14{,}4\,\mathrm{fF}$

TAB. *2.6* – *Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent de "D44x6 B12x3x3" (dans le vide, pour $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$).*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

1.3.4 Influence de la température

Le coefficient de dilatation de l'aluminium massif vaut $\alpha_T = 23\,\mathrm{ppm}/^\circ\mathrm{C}$. Il est dix fois supérieur à celui du substrat de silicium. Nous pouvons donc anticiper que les changements de température seront accompagnés d'une part par une variation des dimensions, et d'autre part, puisque la structure est ancrée à ses extrémités, par une variation des contraintes dans la partie mobile. Ces deux phénomènes se caractérisent par une déviation de la fréquence de résonance comme en témoigne la figure 2.12 pour une structure de type "D82 B17x3x6". La dépendance est importante puisque l'on mesure une variation relative de $1000\,\mathrm{ppm}/^\circ\mathrm{C}$.

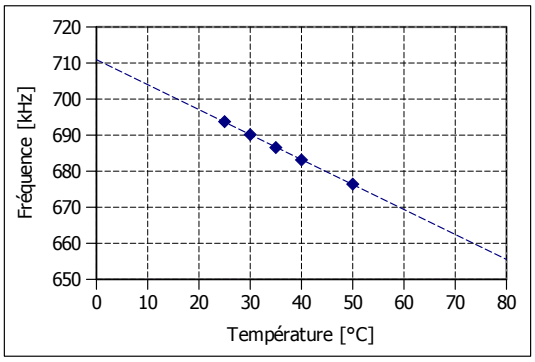


FIG. *2.12* – *Variation de la fréquence de résonance d'un résonateur circulaire "D82 B17x3x6" mesurée dans le vide entre* 25 *et* $50\,^\circ\mathrm{C}$.

1.4 Conclusion sur les résonateurs en aluminium

Des microstructures résonantes de géométrie annulaire suspendue par des poutres ont été mises en oeuvre dans un procédé de fabrication très simple, directement issu du processus industriel. Basé sur les étapes de métallisation des circuits passifs intégrés sur silicium, avec une phase de libération (non-critique) pour seule étape supplémentaire, ce procédé affiche un bon taux de réussite. Nous avons pu mesurer électriquement les fréquences de résonance de la plupart des géométries et compléter notre étude en faisant varier les conditions d'acquisition sur certains dispositifs.

En traduisant les expressions analytiques régissant un résonateur électromécanique actionné par une électrode enterrée, nous avons cherché à intégrer les éléments électriques parasites introduits par le banc de tests et à reproduire les phénomènes anharmoniques observés lors des mesures. De géométrie complexe, le système oscillant a parallèlement été modélisé par des éléments finis de façon à extraire les principaux paramètres mécaniques tels que la masse et la raideur effective. De plus, une grande partie des phénomènes de distorsion de spectre trouve leur origine dans le domaine mécanique. Un tel modèle a donc amélioré notre connaissance du matériau structurel formé.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Si les mesures affichent un bon rendement en terme de structures valides, elles démontrent certaines limites liées à la géométrie et au matériau. On note d'abord d'importants écarts de fréquence de résonance entre les structures similaires d'un même échantillon. Ce défaut de reproductibilité provient de la sensibilité aux variations géométriques (à la fois l'épaisseur et les dimensions latérales) et d'un manque d'uniformité du procédé de fabrication. De plus, les ancrages latéraux et le mode de vibration en flexion génèrent des pertes d'énergie et limite donc le facteur de qualité à quelques milliers même en se plaçant sous vide (celui-ci chute brutalement pour une pression supérieure à $1\,\mathrm{mbar}$). La branche motionnelle de l'équivalent RLC comporte une résistance très élevée et une capacité très faible pour un usage dans le domaine linéaire. Les variations de l'impédance du circuit restent très faibles car les déformations de la partie mobile sont limitées par les effets non-linéaires. Ceux-ci proviennent d'une part du rapport entre la raideur mécanique et le coefficient de couplage électrostatique, et d'autre part du comportement de la couche déposée. Avec la présence d'une contrainte résiduelle, un comportement *a priori* viscoélastique et une importante sensibilité thermique, l'alliage $AlSiCu$ testé ici se révèle être un mauvais candidat pour la réalisation d'une référence de temps précise et stable.

Compte tenu des caractéristiques qui ressortent de cette étude, intéressons-nous au bruit de phase qu'aurait l'oscillateur basé sur ce résonateur [Kaajakari04a, Lin04]. La puissance spectrale de bruit issue de R_m correspond aux pertes mécaniques. Notée P_N, elle vaut en sortie du système bouclé pour un décalage Δf par rapport à la porteuse :

$$P_N = 4kT\left[1+\left(\frac{f_0}{2Q\Delta f}\right)^2\right], \tag{2.10}$$

où kT représente le produit de la constante de Boltzmann et de la température. D'autre part, la puissance maximum théorique P_M que peut délivrer le système est en fait la puissance dissipée dans R_m pour l'amplitude maximale de vibrations Z_M :

$$P_M = \frac{\omega_0 k_{eff} Z_M^2}{2Q}. \tag{2.11}$$

On en déduit la valeur du bruit de phase pour un décalage Δf par rapport à la porteuse (formule de Leeson) :

$$\mathcal{L}(\Delta f) = 10\log\left(\frac{2kT}{P_M}\left[1+\left(\frac{f_0}{2Q\Delta f}\right)^2\right]\right). \tag{2.12}$$

Pour le résonateur "D44x6 B12x3x3", nous avons $Z_M \approx 80\,\mathrm{nm}$ et donc une puissance maximum de $4\,\mathrm{nW}$. Le bruit de phase à $1\,\mathrm{kHz}$ de la porteuse vaut alors $-117\,\mathrm{dBc/Hz}$. Avec une multiplication

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

de la fréquence de référence pour créer une horloge de $26\,\mathrm{MHz}$, le bruit de phase s'élève finalement à $-93\,\mathrm{dBc/Hz}$, soit $37\,\mathrm{dBc/Hz}$ au-dessus des valeurs généralement requises pour les émetteurs-récepteurs GSM.

L'utilisation de ce concept pour élaborer une horloge de référence de quelques dizaines de kilohertz destinée à des applications moins contraignantes (par exemple, le mode veille des circuits électroniques) a été envisagée. Mais dans ce cas, la largeur des structures suspendues rend difficile leur libération. La tentative de réalisation de tels dispositifs s'est effectivement révélée infructueuse, ce qui a motivé le développement d'un concept différent tirant parti des propriétés du silicium cristallin et d'une géométrie tridimensionnelle.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2 Résonateur tubulaire en silicium monocristallin

2.1 Principe et Fabrication

L'idée consiste non plus à réutiliser les dernières étapes du procédé PICS1 pour la fabrication de structures en aluminium, mais à exploiter les premières étapes durant lesquelles sont formées les capacités à haute densité (*cf.* Tab. 2.7). En effet, une caractéristique de ce procédé est de proposer des structures capacitives verticales à fort rapport d'aspect. Typiquement, des formes larges de $1\,\mu\mathrm{m}$ sont gravées dans le substrat de silicium avec une profondeur de l'ordre de $25\,\mu\mathrm{m}$. Ces tranchées sont ensuite rebouchées avec un film diélectrique très fin (environ $35\,\mathrm{nm}$) et une couche de silicium dopée. Ceci nous offre alors la possibilité de tirer parti de l'épaisseur du substrat cristallin pour réaliser des résonateurs à transduction capacitive. Les avantages sont multiples : utiliser un matériau monocristallin et augmenter le volume de la partie vibrante sans pour autant augmenter la surface de puce dédiée à cette fonction. Le premier point signifie que les propriétés ne dépendent que très peu du procédé de fabrication et que l'arrangement particulier des atomes limite les pertes d'énergie par frottement. Le second point implique que sans surcoût de place, il est possible d'accroître la surface du transducteur et par conséquent le coefficient de couplage électromécanique. Il sous-entend également une augmentation de la masse, ce qui favorise la puissance mécanique que peut dissiper le résonateur et par suite réduit le bruit de phase de l'oscillateur final.

Les étapes principales du procédé PICS1 standard et les adaptations à la fabrication de résonateurs MEMS sont reprises dans le tableau 2.7 et détaillées dans le chapitre 3 consacré aux technologies de fabrication. L'étape de libération qui consiste à graver la couche sacrificielle dans une solution d'acide fluorhydrique est plus délicate que dans le cas des résonateurs en aluminium. En effet, il s'agit ici de graver un film d'oxyde de plusieurs dizaines de nanomètres sur une distance d'environ $28\,\mu\mathrm{m}$. D'une part, l'échange chimique est plus difficile lors de la gravure, et d'autre part, il y a un risque de collage important (*cf.* paragraphe 1.9, chapitre 3). Nous avons donc opté pour une technique de séchage au CO_2 supercritique. Une couche sacrificielle homogène et plus épaisse a par ailleurs été préférée à l'étape "Ox1" du procédé PICS1 standard.

Ce procédé de fabrication a été testé pour la réalisation de structures tubulaires où deux tranchées circulaires concentriques définissent les parois verticales d'un tube lié au substrat par son extrémité inférieure (*cf.* vue schématique en coupe, Fig. 2.13). Les surfaces intérieures et extérieures du tube sont en regard de deux électrodes en polySi (couche "PS"). C'est-à-dire que nous avons ici la possibilité de distinguer l'électrode de détection, de l'électrode d'actionnement et de voir le résonateur comme un quadripôle (*cf.* schéma électrique pour 2 transducteurs en Fig. 1.8). Les électrodes fixes exercent

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Réf.	Etapes	Applications standards	Adaptations pour MEMS
<Si>	substrat de silicium haute résistivité	substrat de base	substrat de base
DE	gravure sèche profonde de type Bosch	formation de puits pour les capacités haute-densité	formation de tranchées profondes qui définissent verticalement les parties mobiles
Dop	masquage et implantation d'atomes de phosphore pour un dopage N++ superficiel du silicium	électrode inférieure pour les capacités planes ou haute-densité	dopage de la partie résonante (= électrode mobile)
Ox1	dépôt pleine plaque d'un diélectrique d'épaisseur inférieure à $50\,\mathrm{nm}$	diélectrique pour les capacités planes ou haute-densité	$Si0_2$ de $200\,\mathrm{nm}$ comme couche sacrificielle (pour 1ers tests)
PS	dépôt et gravure de polySi de $750\,\mathrm{nm}$, dopé *in situ* au phosphore	électrode supérieure pour les capacités planes ou haute-densité, résistances	électrode fixe du transducteur capacitif
HF	gravure humide de la couche sacrificielle et séchage au CO_2 supercritique	non-utilisé	libération et séchage des structures mobiles

TAB. *2.7* – *Etapes du procédé PICS1 standard considérées pour la fabrication de résonateurs tubulaires en silicium monocristallin.*

sur le tube une pression électrostatique radiale et uniforme qui tend à le dilater ou le contracter, avec pour points fixes l'extrémité enterrée (*cf.* paragraphe 2.2.1). Un jeu de masques a été dessiné pour fabriquer des résonateurs vibrant autour de $26\,\mathrm{MHz}$. Leur modélisation par éléments finis a conduit à définir une géométrie de base (tube de diamètre intérieur égal à $100\,\mu\mathrm{m}$ et d'épaisseur égale à $10\,\mu\mathrm{m}$) pour laquelle nous avons ensuite fait varier le diamètre intérieur (de $60\,\mu\mathrm{m}$ à $140\,\mu\mathrm{m}$) et l'épaisseur (de $7\,\mu\mathrm{m}$ à $12\,\mu\mathrm{m}$). La longueur est quant à elle fixée par le procédé de fabrication (étape "DE") et mesurée à $28\,\mu\mathrm{m}$.

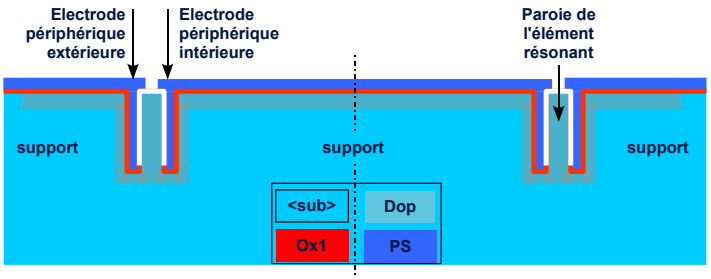


FIG. *2.13* – *Schéma en coupe d'un résonateur tubulaire après libération. La partie mobile est formée dans le substrat de silicium et les électrodes périphériques sont fabriquées par dépôt du film "PS".*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2 Fréquences et modes propres

2.2.1 Analyse modale par éléments finis

Le modèle géométrique utilisé pour les simulations par éléments finis consiste simplement en un anneau allongé de dimensions paramétrées. Un matériau anisotropique représente le silicium cristallin. Le maillage est effectué de façon automatique avec des éléments solides tétraèdriques de $10\,\mu\mathrm{m}$. L'ancrage supposé parfait est décrit en fixant un déplacement nul sur les noeuds appartenant à la face inférieure de l'anneau. Une analyse modale est chargée de calculer les modes de vibration autour de $26\,\mathrm{MHz}$ dont on extrait les déformations et les fréquences. Le programme codé sous `ANSYS` est proposé en annexe (*cf.* Annexe B.2) alors que la figure 2.14 récapitule les résultats pour les dimensions de référence. Il ressort des couples de modes qui s'expliquent par le caractère orthotropique du silicium cristallin. On retrouve les modes de contour et de flexion qu'aurait un tube libre, à la différence que la base qui reste figée modifie les déformations et lui confère une plus grande rigidité. Cette analyse permet également de vérifier qu'à l'exception des déformations radiales (mode 7), les modes propres restent transparents pour la transduction capacitive. En effet, par symétrie, le déplacement radial d'un petit élément de volume est compensé par celui d'un autre élément, de même valeur mais de signe opposé. Il n'y a donc pas de modification de la capacité formée avec les électrodes périphériques.

2.2.2 Mesures électriques

Cette section présente les mesures électriques effectuées sur un résonateur dans sa configuration dipôlaire en utilisant l'électrode périphérique extérieure. La figure 2.15 présente les spectres de résonance de l'impédance Z mesurée dans le vide pour un signal d'actionnement de $10\,\mathrm{mV}$ et une tension de polarisation variant de 1 à $5\,\mathrm{V}$. Les décalages vers des fréquences de résonance plus basses lorsque la tension continue augmente nous renseignent sur la raideur électrostatique. De façon identique à Eq. 2.9, nous avons la relation :

$$f = f_0 \left(1 - \alpha \cdot U_{DC}^2\right), \tag{2.13}$$

avec la fréquence de l'oscillateur libre $f_0 = 26{,}870\,\mathrm{MHz}$ et le coefficient de variation fréquentielle $\alpha = 100\,10^{-6}/\mathrm{V}^2$.

Le modèle analytique reproduit dans `ADS` et utilisé précédemment pour le résonateur en aluminium reste valable. La différence réside dans l'interprétation des valeurs. En effet, nous supposions que l'électrode mobile se déplaçait sans se déformer, ce qui n'est plus réaliste ici ; l'extrémité inférieure reste fixe alors que l'extrémité supérieure subit les déplacements les plus importants. Nous

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

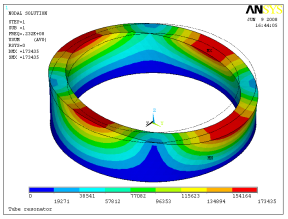
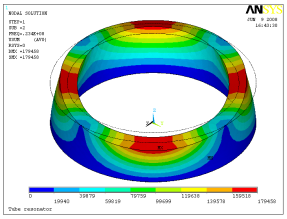
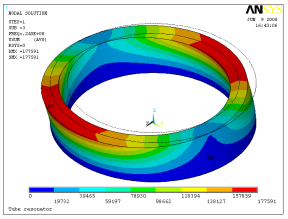
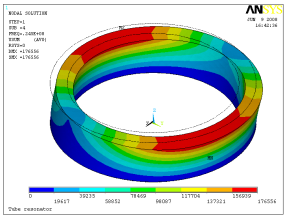
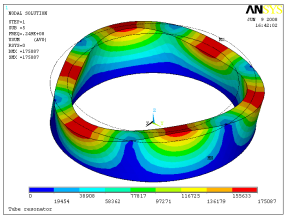
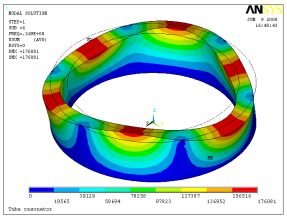
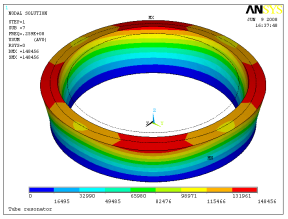
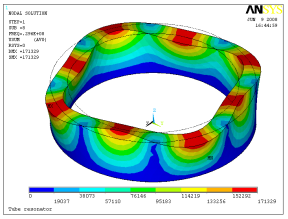
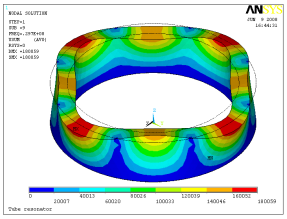
Mode 1 (23,21 MHz) **et 2** (23,39 MHz) : premiers modes elliptiques du tube.		
Mode 3 (24,52 MHz) **et 4** (24,53 MHz) : modes de flexion par rapport à l'axe de symétrie.		
Mode 5 (24,93 MHz) **et 6** (24,93 MHz) : deuxièmes modes elliptiques du tube.		
Mode 7 (25,94 MHz) : déformation radiale (mode recherché).		
Mode 8 (29,64 MHz) **et 9** (29,69 MHz) : troisièmes modes elliptiques du tube.		

FIG. *2.14* **–** *Fréquences et formes propres des modes de vibration simulés autour de* 26 MHz *pour une géométrie de base (tube de diamètre intérieur égal à* 100 µm*, de longueur* 28 µm *et d'épaisseur* 10 µm*).*

pouvons en revanche moyenner les déformations le long de l'axe vertical et nous replacer dans le cas d'électrodes parallèles. En notant a_d le rapport entre cette moyenne et la déformation radiale de l'extrémité libre (noté $r_M(t)$), la distance entre les électrodes devient : $d - a_d \cdot r_M(t)$, et la capacité variable s'écrit :

$$C(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d - a_d \cdot r_M(t)} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S/a_d}{d/a_d - r_M(t)}. \tag{2.14}$$

Les paramètres du modèle décrivant le transducteur capacitif sont donc ici la surface effective

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

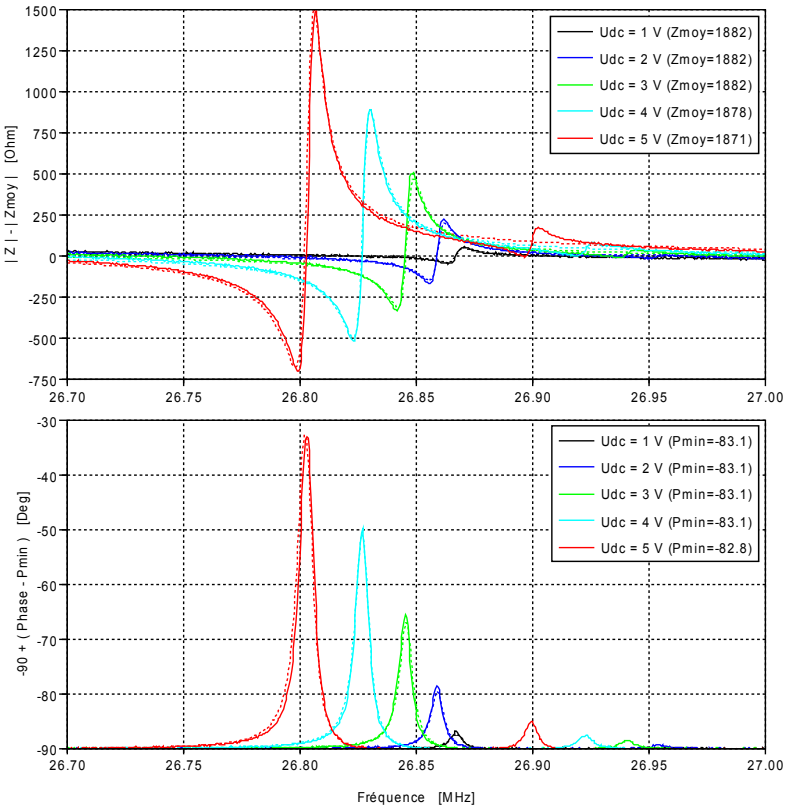


FIG. *2.15* – *Spectres de l'impédance Z d'un tube résonant de dimensions standards, dans le vide, pour $U_{ac} = 10\,\mathrm{mV}$ et U_{DC} variant de 1 à $5\,\mathrm{V}$. L'amplitude et la phase sont resp. tracées par rapport aux valeurs moyennes et minimum données dans la légende. (–) correspond aux mesures et (...) désigne les résultats de simulation avec le modèle* `ADS`.

$S_{eff} = \frac{S}{a_d}$ et la distance effective $d_{eff} = \frac{d}{a_d}$. Les simulations par éléments finis donnent $a_d = 0{,}38$.

Une approche expérimentale sur le modèle grand-signal nous permet d'établir à une constante q près, les valeurs des composants reproduisant les variations de spectre ; les impédances simulées sont superposées aux mesures dans la figure 2.15. Le tableau 2.8 compare ces données aux valeurs obtenues d'après les dimensions théoriques et les simulations sous `ANSYS` et les éléments du circuit équivalent RLC sont récapitulés dans le tableau 2.9 pour une tension de polarisation de $5\,\mathrm{V}$. Malgré la latitude accordée par le coefficient q, on note une discordance significative entre les valeurs attendues et celles extraites des mesures. Il en est de même du second pic de résonance, de moindre amplitude et décalé de $+95\,\mathrm{kHz}$. Les variations en fonction de la tension de polarisation indiquent qu'il s'agit bien d'une résonance électromécanique alors que les simulations par éléments finis ne font pas apparaître de modes si proches. D'autres analyses fréquentielles sur des dispositifs similaires font pourtant ressortir un ou deux pics à des fréquences voisines de celles-ci. Ces divergences montrent une importante sensibilité de l'oscillateur aux variations géométriques alors que le procédé de fabrication comporte

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

des aléas. En effet, d'une part l'épaisseur du tube, son diamètre et la hauteur de la partie libre fixent la fréquence propre, d'autre part l'homogénéité de la gravure humide influence le coefficient de couplage électrostatique. Par conséquent, les variations géométriques globales (telles les variations de la largeur des tranchées ou les incertitudes sur la profondeur et l'épaisseur gravées lors de la libération) ou locales (rugosité apportée par les phénomènes chimiques non-contrôlés) influencent la fréquence du mode principal et la présence de modes parasites.

Paramètres	**ANSYS**	**ADS**
a_M	0,38	-
f_0	25,94 MHz	26,87 MHz
Q	-	4100
m_{eff}	$50\,10^{-12}$kg	$q^2 \times\ 2{,}5\,10^{-12}$kg
k_{eff}	$1330\,10^3$N/m	$q^2 \times\ 71{,}2\,10^3$N/m
γ	-	$q^2 \times\ 0{,}1\,10^{-6}$
d_{eff}	290 nm	$1/q \times\ 110$ nm
S_{eff}	$27{,}6\,10^3\mu$m^2	$1/q \times\ 2{,}2\,10^3\mu$m^2
C_0	840 fF	177 fF
C_{pp}	~ 5 pF	3 pF

TAB. *2.8* – *Valeur des paramètres définissant le modèle* `ADS` *: comparaison entre les données théoriques extraites de* `ANSYS` *et les valeurs corrigées du modèle* `ADS` *reproduisant les mesures dans le vide (pour un coefficient* q *quelconque).*

R_m	L_m	C_m	C_0
1590 Ω	39 mH	0,9 fF	177 fF

TAB. *2.9* – *Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent du résonateur tubulaire (dans le vide, pour* $U_{DC} = 5$ V*).*

Nous pouvons finalement mentionner le cas d'une utilisation à pression atmosphérique. Des mesures identiques et pour un signal d'excitation de 100 mV donnent un facteur de qualité d'environ 600 et donc une résistance motionnelle cinquante fois supérieure à celle mesurée dans le vide.

2.3 Conclusion sur les résonateurs tubulaires en silicium

En modifiant *a minima* le procédé industriel servant à la fabrication de composants passifs intégrés sur silicium, nous avons conçu et réalisé des microstructures résonantes de géométrie originale vibrant aux alentours de 26 MHz. Ce composant MEMS est usiné dans le substrat, ce qui lui apporte une dimension supplémentaire à l'origine d'un fort coefficient de couplage électromécanique. La partie mobile forme une surface refermée sur elle-même et ancrée en son extrémité enterrée. Cette

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

géométrie lui apporte une forte rigidité qui compense l'importante pression électrostatique et autorise ainsi des tensions de polarisation élevées en regard des dimensions du transducteur. Il en résulte une résistance motionnelle réduite (de l'ordre de $1{,}5\,\mathrm{k\Omega}$) malgré un facteur de qualité limité à quelques milliers dans le vide. En outre, l'amplitude de vibration n'est limitée que par les non-linéarités électrostatiques. Les vibrations maximales s'établissant à $36\,\mathrm{nm}$ (d'après le modèle `ADS` pour $q = 1$, limite atteinte à $U_{DC} = 2{,}7\,\mathrm{V}$ et $U_{ac} = 100\,\mathrm{mV}$), on calcule d'après Eq. 2.11 la puissance maximale que peut fournir le système : $P_M = 1{,}9\,\mu\mathrm{W}$. Ceci nous permet d'évaluer le bruit de phase qu'aurait l'oscillateur final : pour un décalage de $1\,\mathrm{kHz}$ par rapport à la porteuse, l'équation 2.12 donne une valeur de $-133\,\mathrm{dBc/Hz}$ qui correspond à la limite requise pour l'application recherchée. Etant donnée l'incertitude qui règne sur notre valeur et puisque le résonateur sera utilisé à une puissance bien inférieure à la puissance maximale calculée, ce niveau de bruit est tout de même jugé insuffisant.

Un inconvénient de cette architecture est effectivement un large ancrage qui entrave les vibrations naturelles du tube pour le mode de dilatation, produit des contraintes en cisaillement et provoque l'amortissement constaté. La rigidité de la partie mécanique et la présence d'une électrode de part et d'autre de la paroi du tube facilitent l'étape de libération. C'est ce que nous avons pu constater par le nombre de dispositifs fonctionnels. En revanche, les mesures fréquentielles montrent des pics parasites et une homogénéité de la fréquence principale de l'ordre de $1\,\%$. Ces écarts s'expliquent par un mode de vibration dépendant directement des trois dimensions et des symétries, alors que l'étape de gravure humide, par sa nature chimique, comporte des aléas. Une telle géométrie demanderait donc un meilleur contrôle des étapes de fabrication.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

3 De nouvelles ambitions

La fabrication des résonateurs en aluminium et en silicium fonctionnant dans un mode de vibration hors plan répond aux exigences de coût et d'intégration. Malheureusement, ils n'atteignent pas des performances suffisantes pour espérer remplacer le quartz utilisé dans les références de temps. On s'autorise alors une plus grande souplesse de fabrication afin de rechercher les meilleures performances avec les outils de production disponibles. L'état de l'art (*cf.* chapitre 1, paragraphe 2.1) montre que les meilleurs facteurs de qualité ont été obtenus à partir de structures vibrant dans un mode d'élongation (*cf.* Fig. 1.5). Nous cherchons également à optimiser le coefficient de couplage électromécanique dans le but de minimiser la résistance motionnelle. Nous optons donc pour un micro-usinage en volume et des géométries bidimensionnelles. L'objectif est en fait de réaliser des dispositifs volumiques qui mettent en jeu des énergies mécaniques plus importantes, ce qui réduit d'autant le bruit de phase de l'oscillateur fabriqué à partir de nos résonateurs [Kaajakari04a]. On peut donc parler d'objets tridimensionnels.

Jusqu'à présent, de tels résonateurs étaient réalisés à partir d'un substrat SOI qui facilite la libération de la partie mobile (*cf.* chapitre 1, paragraphe 2.3.2). Ce type de plaques de silicium étant onéreux et absent des lignes de production, nous avons préféré une approche plus originale : la partie résonante est libérée du substrat à l'aide d'une gravure en face arrière. Les techniques généralement rencontrées reposent sur une gravure humide sélective à base d'hydroxyde (KOH, NaOH, HNA, TMAH, EDP, *etc.*) qui attaque le silicium jusqu'à la structure à libérer. Celle-ci est en général un oxyde ou un nitrure de silicium dont la vitesse de gravure est très inférieure à celle du silicium. Dans notre cas, le matériau structurel étant le silicium, il faudrait suffisamment contrôler la vitesse et le temps de gravure pour conserver l'épaisseur de silicium souhaitée (c'est-à-dire environ $30\ \mu\mathrm{m}$ pour une épaisseur du substrat de $650\ \mu\mathrm{m}$, éventuellement rodé à $450\ \mu\mathrm{m}$). L'utilisation d'une forte concentration de dopants permettrait d'obtenir une sélectivité d'environ 10 entre les deux zones à graver. Mais l'opération suppose une croissance épitaxiale d'environ $30\ \mu\mathrm{m}$ sur une zone fortement dopée ; de forts risques de fracture dans le cristal de silicium nous encouragent à suivre une autre voie. D'autant plus qu'une gravure isotropique sur une telle profondeur implique une surface gravée d'autant plus vaste. Nous nous orientons donc vers une gravure sèche de type Bosch. La maîtrise de la vitesse de gravure est *a priori* suffisante pour démontrer la validité du procédé et le cas échéant caractériser les dispositifs.

La seconde originalité, qui découle de la première, réside dans la position des ancrages. La littérature fait état de deux cas : ou la partie résonante repose sur un pied central (s'il s'agit de micro-usinage de surface), ou bien elle est suspendue par des poutres fixées à sa périphérie. Ces techniques se ré-

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

vèlent inadaptées ici. La raison est évidente pour la première solution puisqu'on réalise une gravure en face arrière. Quant à la seconde, sa mise en oeuvre perturberait le mode naturel de dilatation et amènerait une capacité parallèle supplémentaire au moins quatre fois supérieure à la capacité statique C_0. Dans notre cas, l'ancrage sera assuré par le dessus, grâce à une couche peu contrainte qui est gravée pour former une structure rigide reliant le centre du résonateur au substrat.

L'ensemble du procédé de fabrication sera traité dans le chapitre suivant (chapitre 3), avec pour résumé le tableau 3.1. La formation et la fonction de chaque couche y sont détaillées, mais nous pouvons schématiser les dispositifs par la structure simplifiée de Fig. 2.16 qui se compose :

- du substrat ;
- de la partie vibrante (de forme circulaire sur le schéma), en silicium monocristallin dopé superficiellement ;
- du transducteur capacitif composé de l'électrode périphérique et d'une lame d'air ;
- du support (ici sous la forme d'une membrane ancrée au substrat par des poutres) auquel est suspendue en son centre la partie vibrante.

L'électrode est présente sur l'ensemble du pourtour de la partie vibrante, ce qui signifie qu'elle stimulera les modes de dilatation. L'étude du comportement et des performances de ces MEMS est proposé dans le chapitre 4.

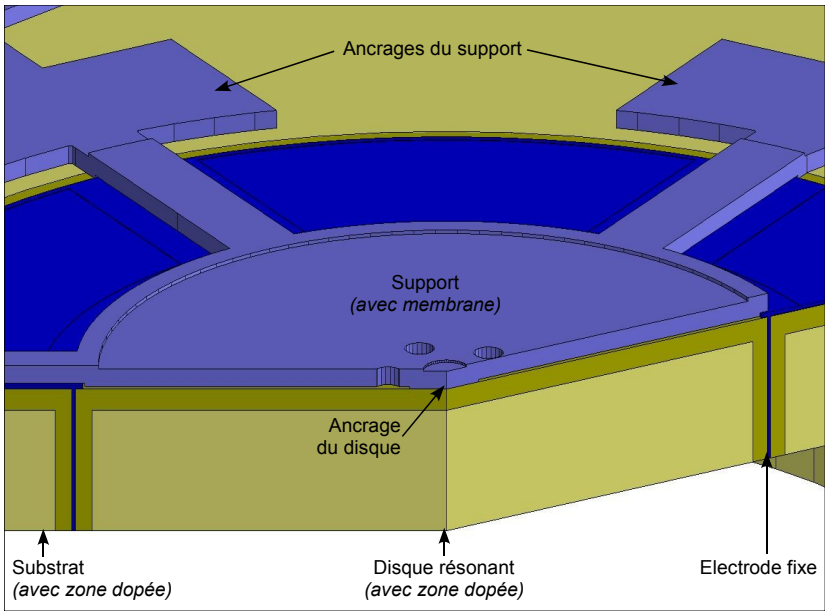


FIG. 2.16 – *Schéma 3D en coupe des principaux constituants d'un résonateur en silicium monocristallin vibrant sur un mode extensionnel.*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

4 Conclusion

Deux concepts de résonateurs fonctionnant sur des modes de vibration en flexion ont été proposés dans ce chapitre. Leur point commun provient essentiellement du procédé de fabrication originel sur lequel est basé la réalisation des microsystèmes. Il s'agit d'un procédé industriel destiné à l'intégration de composants passifs sur silicium. Malgré le faible nombre d'étapes, les briques technologiques qui le composent nous ont permis de fabriquer des démonstrateurs simplement avec une phase supplémentaire de libération.

Le premier concept consiste en un micro-usinage de surface durant lequel la couche structurelle d'aluminium est gravée pour former des anneaux suspendus par plusieurs poutres au-dessus d'une électrode métallique. Cette configuration favorise un mode de flexion où l'anneau tend à se déplacer verticalement, maintenu et déformé par des poutres qui subissent un fléchissement. Le second concept se différencie par un procédé de fabrication plus complexe qui met jeu un micro-usinage de volume. Grâce à une gravure sèche profonde, deux tranchées concentriques forment une paroi fermée en silicium cristallin : le résonateur prend la forme d'un tube vertical, ancré par sa base inférieure et entièrement enterré dans le substrat. Deux électrodes périphériques, une intérieure, l'autre extérieure, génèrent une force électrostatique radiale. Celles-ci stimulent le mode de dilatation du tube, mais la position de l'ancrage induit des déformations plus complexes qu'on peut assimiler à une flexion de la paroi en silicium par rapport à l'axe de symétrie vertical. Les matériaux et les architectures différentes expliquent que pour des dimensions latérales de même ordre de grandeur, les résonances se produisent respectivement autour de $2\,\mathrm{MHz}$ et de $26\,\mathrm{MHz}$.

Les deux concepts ont donné lieu à des prototypes dont les performances ont été mesurées sous pointes à l'aide d'une chambre à vide et d'un impédancemètre. Nous avons ensuite exploité ces mesures électriques en les confrontant à différents modèles de complexité variable. Dans le domaine mécanique, étant données les géométries et les déformations, nous avons fait appel aux calculs numériques par éléments finis. Le logiciel `ANSYS` permet par exemple d'évaluer l'impact des variations de dimension, d'identifier les modes voisins de ceux recherchés, de vérifier que dans le cas idéal ils restent invisibles pour le type de transduction choisi, et d'estimer la masse et la raideur effectives du système oscillant. Comme tout modèle, il simule les imperfections qu'on lui injecte et doit donc être confronté aux mesures électriques. Puisque les résultats des simulations mécaniques ne reflètent pas directement les valeurs mesurées, nous utilisons des équivalences qui permettent de mener une étude d'un point de vue électrique. Le circuit de Butterworth-Van Dyke est le modèle habituellement utilisé pour décrire un résonateur. Il ne comporte qu'un faible nombre de composants passifs, avec une

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

branche parallèle qui traduit l'impédance du système au repos et une branche RLC série qui décrit les phénomènes dynamiques. Ce modèle reproduit très bien l'impédance que l'on peut mesurer pour une configuration particulière et des vibrations de faible amplitude. En revanche, il devient inadapté lorsqu'on souhaite reproduire le comportement général du transducteur capacitif. Nous avons donc transcrit les équations qui décrivent le système électromécanique dans un logiciel employé par les électroniciens. Ce modèle reproduit, sous la forme d'un décalage du pic de résonance ou de distorsions de spectres, les variations relatives au niveau de polarisation et aux amplitudes de vibration. Ces différents modèles sont autant d'outils qui permettent de décorréler les phénomènes observés sur les appareils de mesures et par suite de caractériser les prototypes.

Au niveau mécanique, l'étude des résonateurs annulaires suggère la présence de contraintes en tension dans la couche déposée. Par ailleurs, le comportement de l'alliage $AlSiCu$ se révèle être fortement dépendant de l'amplitude des déformations. Ceci se traduit notamment par un amortissement qui croît lorsque les vibrations s'amplifient, et donc par une restriction des conditions d'utilisation de ce type d'architecture. La sensibilité du matériau aux variations de températures confirment finalement que le film d'aluminium utilisé ici est incompatible avec une structure tendue que l'on fait vibrer dans un mode de flexion.

Le constat est différent dans le cas du résonateur tubulaire en silicium. Les données qu'on peut extraire des mesures électriques restent éloignées des résultats théoriques obtenus avec le modèle purement mécanique. Compte tenu des aléas liés à la fabrication, il est difficile de reproduire fidèlement le comportement réel du tube. En revanche, le modèle analytique reproduit dans `ADS` nous permet de retracer les spectres mesurés. On peut donc en déduire que le matériau cristallin est ici parfaitement décrit par un comportement linéaire élastique.

Dans les deux cas, les ancrages n'étant pas situés à proximité de noeuds pour les modes de résonance naturels, ils transmettent une quantité d'énergie au substrat : les mesures sous vide, avec des niveaux de tension suffisamment petits pour conserver un régime harmonique, démontrent un facteur de qualité de quelques milliers. Malgré la superficie de l'ancrage des résonateurs en silicium par rapport aux structures annulaires en aluminium, nous notons un facteur de qualité comparable pour une fréquence dix fois supérieure. Ceci confirme l'intérêt du silicium cristallin vis à vis du film métallique.

D'un point de vue électrique, le tableau 2.10 compare les circuits RLC équivalents de ces deux concepts, pour un fonctionnement sous vide, dans le régime harmonique, avec une tension de polarisation de $5\,\mathrm{V}$.

La large surface des électrodes et le faible entrefer confèrent au résonateur tubulaire un coeffi-

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Résonateur	R_m	L_m	C_m	C_0
Annulaire ($AlSiCu$)	$564\,\mathrm{k\Omega}$	$18\,\mathrm{H}$	$59\,\mathrm{aF}$	$14{,}4\,\mathrm{fF}$
Tubulaire (Si)	$1590\,\Omega$	$39\,\mathrm{mH}$	$0{,}9\,\mathrm{fF}$	$177\,\mathrm{fF}$

TAB. *2.10* – *Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent du résonateur annulaire en aluminium de type "D44x6 B12x3x3" et du résonateur tubulaire en silicium de dimensions de référence (dans le vide, pour $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$).*

cient de couplage électromécanique élevé. Avec une masse et une raideur très supérieures à celles du résonateur en aluminium, les caractéristiques électriques du dispositif en silicium s'en trouvent largement améliorées ; on obtient des valeurs de composants qui permettent d'envisager une utilisation du résonateur dans un circuit électronique oscillant. Le facteur de qualité demeure toutefois un ordre de grandeur sous celui des quartz, ce qui représente un premier frein pour espérer les remplacer dans les applications radiofréquences. Une seconde limitation provient de la sensibilité de la microstructure tubulaire face aux variations de procédé. La précision de la fréquence de résonance peut être fortement améliorée en travaillant sur le procédé de fabrication, mais il est peu probable d'atteindre les critères requis ($\mathrm{quelques\,ppm}$) pour l'usage escompté.

Nous proposons donc une alternative également basée sur un micro-usinage en volume du substrat de silicium. L'objectif est de réaliser des structures libres vibrant sur un mode de dilatation. On complète le procédé de fabrication du résonateur tubulaire par des étapes spécifiques, telles que le dépôt d'une couche rigide peu contrainte et une gravure sèche en face arrière. Le concept exposé dans ce chapitre va être détaillé par la suite d'un point de vue technologique puis comportemental. Dans le prochain chapitre, nous développerons le procédé étape par étape en mentionnant la fonction des différentes couches, avant de s'attarder sur l'étape de dépôt du film peu contraint qui a fait l'objet d'une étude plus poussée. Le dernier chapitre traitera finalement des dispositifs ainsi réalisés : nous nous attacherons à les caractériser à travers des mesures électriques et des modèles analytiques ou numériques.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Chapitre 3

Technologie de fabrication des résonateurs en silicium monocristallin

L'état de l'art révèle que de nombreuses solutions utilisées pour l'élaboration de résonateurs MEMS sont en fait accessibles via le procédé d'intégration de composants passifs sur silicium. Trois concepts de microsystèmes résonants issus du procédé développé sur le site NXP Semiconductors *de Caen ont alors été proposés dans le chapitre précédent.*

Les faibles performances des structures annulaires en aluminium nous a amené à explorer les opportunités en matière de micro-usinage en volume. La fabrication de résonateurs tubulaires en silicium reste très proche du procédé originel. Leur analyse montre de meilleures caractéristiques, mais toujours insuffisantes. Le dernier concept brièvement décrit à la fin du chapitre précédent est la solution envisagée pour atteindre les spécifications des applications radiofréquences. Les premières étapes de fabrication reprennent strictement le protocole élaboré pour les résonateurs tubulaires. Ces deux concepts ont d'ailleurs été concrétisés sur les mêmes plaques de silicium. Afin d'aboutir à des géométries circulaires et carrées vibrant sur le mode de dilatation, nous avons développé des étapes supplémentaires à partir du savoir-faire et des équipements disponibles à Caen. Les plaques utilisées dans cet environnement industriel semi-automatisé sont des substrats de $6''$ *en silicium. Seule l'étape finale de libération, très spécifique aux MEMS, a nécessité les équipements de la centrale technologique de l'*IEMN*.*

Ce chapitre a pour objet de présenter le procédé de fabrication des résonateurs en silicium en nous focalisant sur les géométries circulaires. Un premier tableau synthétique sera l'occasion de donner une vue d'ensemble sur la succession d'étapes qui compose notre protocole. Puis nous les reprendrons en spécifiant le rôle des différentes couches ou gravures. Cela sera l'occasion de détailler

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

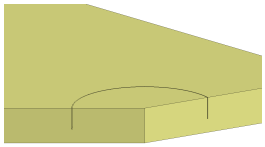
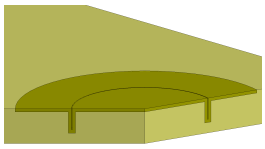
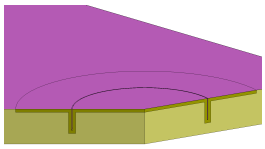
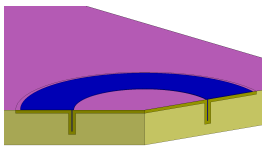
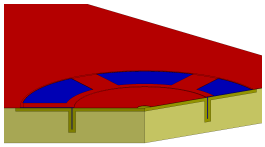
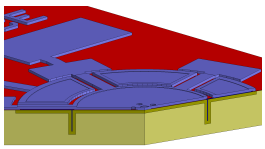
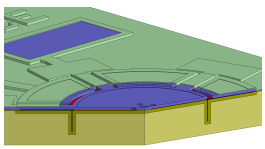
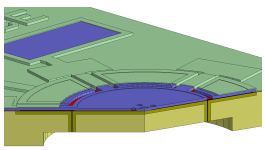
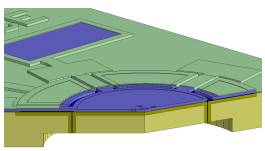
les divers éléments qui constituent un dispositif complet. Les travaux de développement technologique représentent essentiellement une adaptation de procédés déjà utilisés au sein de NXP, éventuellement détournés de leur application initiale. Pour des raisons de confidentialité, toutes les valeurs numériques ne seront pas communiquées ou seules des valeurs approchées seront données à titre indicatif. L'une des étapes se distingue car elle a fait l'objet d'une expérimentation plus approfondie. Dans la seconde partie du chapitre, nous verrons alors en détail la méthode utilisée pour estimer les contraintes résiduelles dans une couche de silicium. En variant les conditions de dépôt et de traitement thermique, nous avons recherché une solution minimisant les risques de déformation des structures libérées.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

1 Procédé de fabrication étape par étape

1.1 Présentation rapide du procédé de fabrication

	**DE :** On réalise dans le substrat une gravure profonde du silicium. Les tranchées ainsi formées définissent le contour des parties résonantes.
	**Dop :** La résistivité du substrat de silicium est localement diminuée par un fort dopage négatif. Les zones conductrices correspondent aux électrodes mobiles des transducteurs capacitifs (= parties résonantes).
	**Ox1 :** Un film d'oxyde thermique (SiO_2) servant de couche sacrificielle est ensuite déposé à la surface du silicium.
	**PS :** Les tranchées sont comblées par une couche de silicium polycristallin fortement dopé. Les parties verticales forment les électrodes fixes du transducteur capacitif.
	**Ox2 :** Une seconde couche de SiO_2 est déposée puis gravée. Les ouvertures laissent un accès, soit au polySi ("PS"), soit au Si dopé ("Dop") grâce à la gravure des 2 couches superposées d'oxyde ("Ox1" et "Ox2").
	**PS2 :** On dépose une seconde couche de polySi fortement dopé. Son rôle est double : électrique, en alimentant le transducteur capacitif ; mécanique, car supportera les résonateurs vibrant dans un mode de dilatation.
	**HM :** Des films de nitrure de silicium et de silicium amorphe sont successivement déposés. Les zones non-gravées protègent le SiO_2 durant l'étape "HF". Des ouvertures donnent un accès électrique au polySi "PS2".
	**BE :** Il s'agit d'une seconde gravure profonde du substrat, en face arrière, à la verticale des structures vibrant dans le mode d'élongation. Elle rejoint la première gravure profonde et définit l'épaisseur des résonateurs.
	**HF :** On protège la face arrière du substrat avec un film adhésif. Puis un bain d'acide fluorhydrique grave le SiO_2 sur le dessus et les flancs des résonateurs. Après libération, une étape de séchage clôt le processus.

TAB. *3.1* – *Vue schématique et résumé des principales étapes de fabrication pour les résonateurs en silicium.*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

1.2 Gravure verticale des parties mobiles (étapes "DE" et "BE")

Le choix d'un micro-usinage en volume pour la fabrication de résonateurs en silicium repose sur la possibilité de graver, en profondeur et de façon directive, le substrat de base. Le procédé employé ici et détaillé dans ce paragraphe est de type Bosch (*cf.* Fig. 3.1).

La première phase consiste à déposer et graver un masque dur (ici en oxyde de silicium), c'est-à-dire une couche protégeant la surface du substrat, dans laquelle on définit des ouvertures par lesquelles le silicium sera gravé verticalement (*cf.* Fig. 3.1, phase 0).

Suit une succession d'étapes de gravure puis de passivation [Laermer99] :

- La chambre de gravure est remplie d'un gaz fluoré ; l'héxafluorure de soufre (SF_6). Un champ électrique casse les molécules pour former des radicaux et des ions fluorés qui sont accélérés dans une direction normale à la tranche de silicium. Une attaque physique se produit donc suivant cette direction. Dans le même temps, les surfaces de silicium non protégées subissent une attaque chimique suivant la réaction de type générique

$$Si + 4F^* \longrightarrow SiF_4.$$

  Cette phase est essentiellement isotropique (*cf.* Fig. 3.1, phase 1a).
- Dans un second temps, le SF_6 est remplacé par un gaz de type C_4F_8. Il polymérise sous forme de chaînes CF_2, de façon uniforme sur les parois qui viennent d'être gravées (*cf.* Fig. 3.1, phase 1b). Une fois formée cette fine couche de protection, le C_4F_8 est pompé pour préparer le cycle suivant.
- Ce nouveau cycle débute par un bombardement ionique du SF_6 décomposé sur les parois horizontales. Le film de polymère se trouve notamment supprimé au fond du trou (*cf.* Fig. 3.1, phase 2a1). Les surfaces libres de silicium sont alors le lieu de réactions chimiques qui poursuivent la gravure verticale (*cf.* Fig. 3.1, phases 2a2 et Na). Les ions qui dévient de la normale ont quant à eux tendance à arracher le polymère déposé sur les parois verticales lors des cycles précédents, pour le redéposer un peu plus bas. Ce phénomène participe à réduire la gravure du silicium sur ses flancs.
- *etc*.

A l'issue des N cycles, les résidus de polymère et du masque dur sont supprimés grâce à des gravures sélectives (*cf.* Fig. 3.1, phase N+1).

Pour des conditions fixes de gravure isotropique et de passivation, la profondeur des trous va dépendre essentiellement du nombre de cycles. On peut également noter une variation en fonction de

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

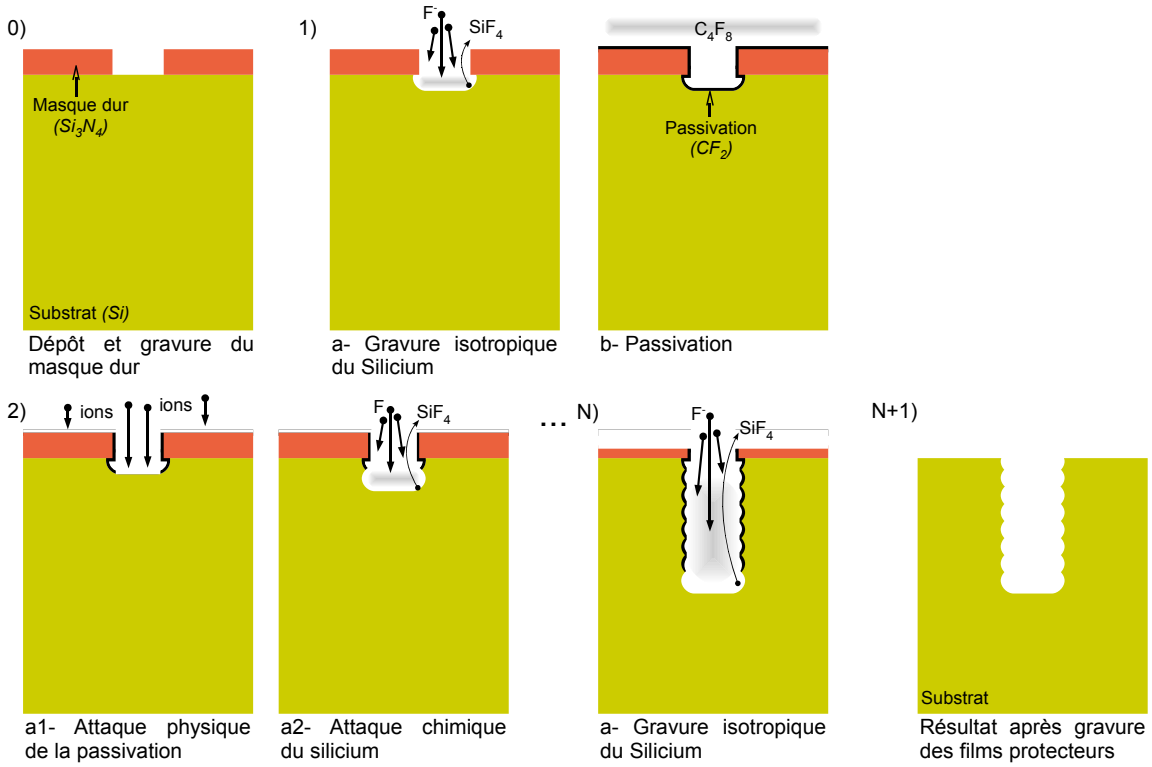


FIG. 3.1 – *Illustration des phases du procédé type Bosch pour la gravure profonde du silicium.*

la taille des ouvertures du masque dur : plus la surface est grande, meilleure est l'échange gazeux. En conséquence, pour une ouverture large de $1\ \mu m$, une longue tranchée sera légèrement plus large et plus profonde qu'un trou de ce diamètre (sur-gravure latérale et horizontale estimée à 10%).

Ce procédé est en fait utilisé à deux reprises pour usiner la partie vibrante en silicium monocristallin. D'abord en face avant (étape "DE") : des tranchées de $1{,}2\ \mu m$ de large pour environ $28\ \mu m$ de profondeur délimitent le contour fermé des résonateurs. La profondeur détermine la hauteur des résonateurs tubulaires ainsi que l'épaisseur maximale des résonateurs circulaires et carrés. Puis en face arrière (étape "BE"), après un rodage physico-chimique qui ramène l'épaisseur de la plaque de silicium à $450\ \mu m$, des trous de $380\ \mu m$ de diamètre sont percés à la verticale des résonateurs circulaires et carrés. Ils débouchent sur les tranchées et libèrent donc la face inférieure de ces structures. Il est nécessaire de contrôler suffisamment la profondeur de gravure car elle fixe l'épaisseur des parties vibrantes. De plus, les conditions de gravure (débit des gaz, durée des phases, *etc.*) influencent la géométrie du trou et par conséquent la planéité des structures. Le caractère isotropique des étapes de gravure conduit à une surface concave (*cf.* Fig. 3.2) et non plane comme schématisé en Tab. 3.1. La variation d'épaisseur entre le centre et la périphérie d'un résonateur circulaire de $100\ \mu m$ de rayon a été mesurée à environ $10\ \mu m$, ce qui correspond à un rayon de courbure de l'ordre $500\ \mu m$.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

On a par ailleurs recours à ce procédé pour graver la couche épaisse de polySi déposée durant l'étape "PS2". Elle ne possède dans ce cas aucun caractère critique mais permet d'obtenir des flancs droits.

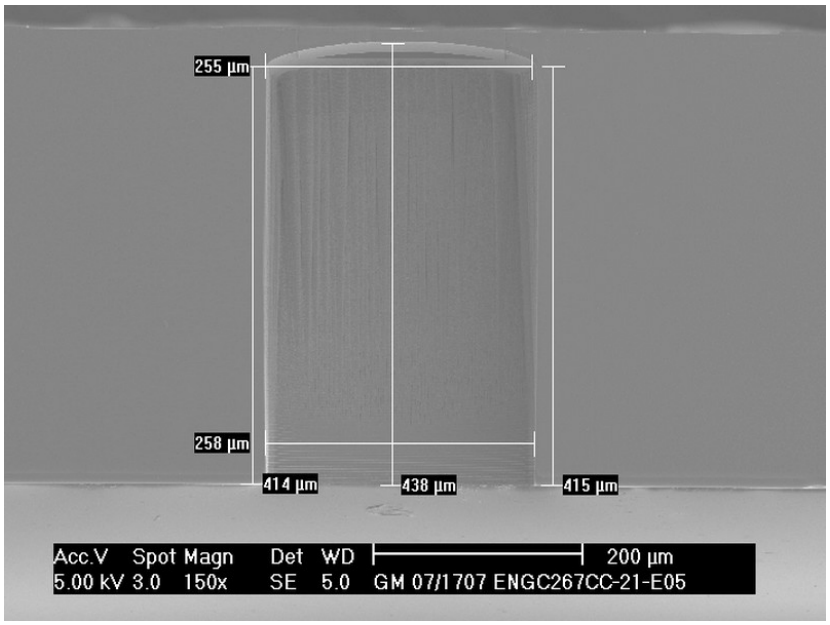


FIG. *3.2* – *Vue au microscope à balayage électronique d'une gravure en face arrière.*

1.3 Dopage du silicium (étape "Dop")

Après l'étape de gravure profonde, les zones à doper, y compris les flancs des trous et tranchées, sont exposées à un verre de phosphore (P_2O_5). Puis, durant l'étape de diffusion, l'élévation de température fait migrer les impuretés sur une profondeur de quelques micromètres. Les dopants sont finalement intégrés au réseau cristallin en apportant une énergie thermique supplémentaire. Par rapport à un atome de silicium, le phosphore possède un électron supplémentaire sur la couche externe. Celui-ci ne pouvant faire partie d'une liaison covalente, il se trouve dans un état libre, mobile.

Le dopage de type *N++* (fortement négatif) ainsi créé augmente considérablement la conductivité du substrat de silicium : le rapport entre les zones dopées et non-dopées est d'environ 10^6 dans notre cas.

Deux surfaces fonctionnelles sont rendues conductrices grâce à cette étape :

- les parois verticales des résonateurs afin de les actionner par une force électrostatique ;
- leur face supérieure dans le but de créer un chemin électrique jusqu'aux électrodes mobiles.

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

1.4 Dépôt de la couche mince d'oxyde thermique (étape "Ox1")

La surface du substrat est recouverte d'une fine couche d'oxyde de silicium. La technique retenue est basée sur la transformation du tétraéthyle orthosilicate (ou TEOS sous sa forme abrégée) qui se déroule à une température supérieure à $700\,^{\circ}\mathrm{C}$ suivant la réaction chimique :

$$Si(OC_2H_5)_4 \longrightarrow SiO_2 + 2O(C_2H_5)_2.$$

Cette technique a été sélectionnée pour la conformité du dépôt malgré la topologie de surface et la faible épaisseur de la couche ($\leqslant 200\,\mathrm{nm}$). Il est en effet nécessaire que le film couvre des angles supérieurs jusqu'au fond des tranchées pour éviter tout contact (électrique ou mécanique) entre les zones de silicium dopées "Dop" et la couche de polySi "PS". De plus, utilisé comme couche sacrificielle, ce film définit l'espace vide entre les électrodes fixes et mobiles des transducteurs capacitifs (rappelons que le coefficient de couplage électromécanique η est inversement proportionnel à cette distance d, *cf.* chapitre 1 paragraphe 2.2.5). L'homogénéité de la pression électrostatique à la surface des résonateurs dépendra donc de la conformité du dépôt sur leurs flancs.

Les démonstrateurs ont été fabriqués avec un dépôt initial de $200\,\mathrm{nm}$ (valeur confirmée par une mesure sur des plaques de contrôle), pour obtenir une épaisseur de moitié sur les parois verticales. Des mesures réalisées à l'aide d'un microscope électronique donnent pour épaisseurs sur les parois horizontales : $220\,\mathrm{nm}$ et $120\,\mathrm{nm}$, respectivement en haut et au fond de la tranchée ; et sur les flancs : $175\,\mathrm{nm}$, $110\,\mathrm{nm}$ et $110\,\mathrm{nm}$, respectivement en haut, au milieu et au fond de la tranchée (*cf.* Fig. 3.3).

1.5 Formation des électrodes fixes en poly*Si* (étape "PS")

Les tranchées sont comblées par le dépôt d'une couche de silicium d'environ $1\,\mu\mathrm{m}$. Cette étape s'effectue en trois temps :

- Le dépôt : il est réalisé à partir du silane (SiH_4 sous forme gazeuse), sous faible pression et à température modérée. La réaction chimique mise en jeu est simplement :

  $$SiH_4 \longrightarrow Si + 2H_2.$$

  L'adjonction de phosphine (1% de PH_3 sous forme gazeuse) durant cette réaction est destinée à insérer des atomes de phosphore au matériau.
- La gravure : ne se faisant pas dans les tranchées, l'épaisseur est suffisamment faible pour utiliser une méthode de gravure sèche avec une chimie chlorée. La principale réaction chimique prend

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

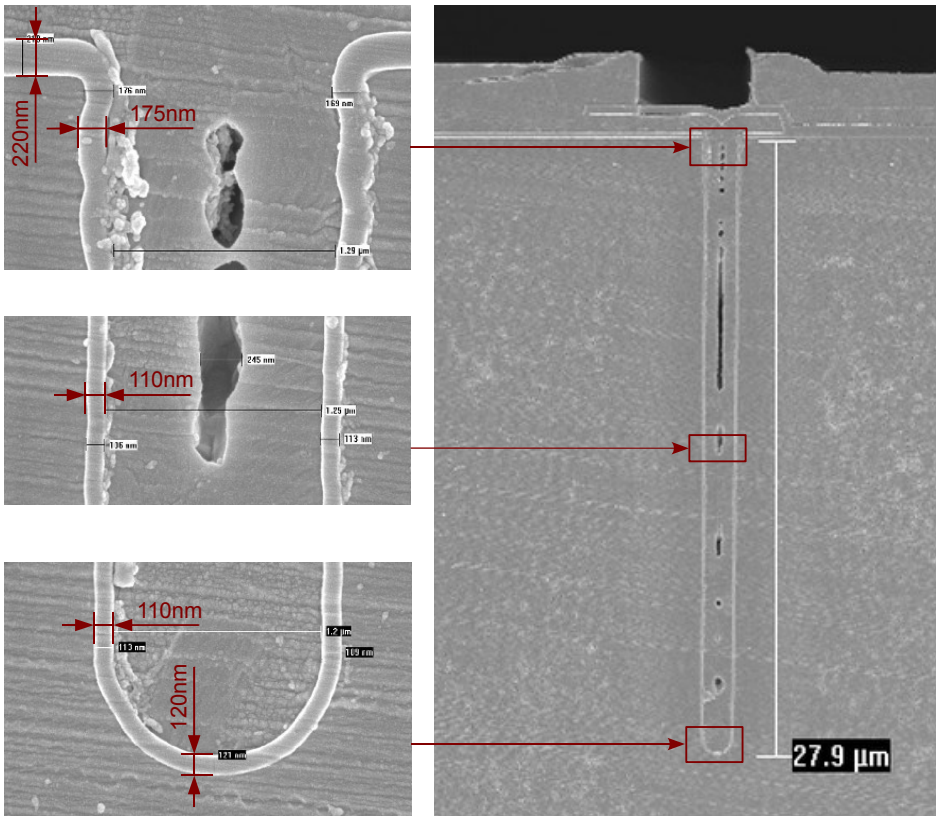


FIG. 3.3 – *Photographie prise au microscope électronique à balayage illustrant la conformité du dépôt de SiO_2 dans les tranchées et leur remplissage par le polySi "PS".*

la forme

$$Si + 2Cl^{+} + 2e^{-} \longrightarrow SiCl_2.$$

- La recristallisation : la plaque de silicium est montée à une température voisine de $1000\,°C$. L'apport d'énergie provoque une réorganisation des atomes dans le matériau pour former du silicium polycristallin (polySi) fortement dopé (N++).

Le polySi dopé déposé dans les tranchées forme des électrodes parallèles aux flancs des résonateurs. Elles constituent la partie fixe des transducteurs capacitifs tandis que les zones horizontales permettront d'établir un contact électrique. Nous pouvons noter que le matériau a été gravé au-dessus des parties mobiles afin de ne pas perturber les vibrations naturelles des résonateurs circulaires et carrés.

Comme pour l'étape précédente, il est essentiel que le dépôt ait une bonne conformité afin que la couche soit également présente à l'intérieur des tranchées. Son épaisseur doit être suffisante pour obtenir un remplissage complet et éviter une topologie de surface trop importante à la verticale des gravures profondes. La prise de vue 3.3 au microscope électronique à balayage (MEB) illustre le

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

résultat obtenu pour une épaisseur de $880\,\mathrm{nm}$. On peut distinguer une assez bonne planéité au niveau des tranchées mais un manque de matière à l'intérieur : le polySi se dépose légèrement plus rapidement en haut des trous et les referme donc avant qu'ils ne puissent être entièrement comblés. L'interstice étant aléatoire et faible (<$250\,\mathrm{nm}$), il ne représente pas un défaut majeur. Le risque serait d'avoir une électrode creuse, de paroi fine (section en forme de "0") ; une fois gravé l'oxyde sacrificiel entre le résonateur en silicium et le polySi, la partie intérieure en polySi formerait une membrane verticale susceptible de se déformer sous l'action de la pression électrostatique. Cela engendrerait des risques de collage de l'électrode en polySi sur le résonateur en Si.

Par ailleurs, le niveau de dopage appliqué donne au matériau une conductivité comparable aux zones de silicium dopées. Nous avons mesuré une résistance carrée inférieure à $10\,\Omega/_{\square}$.

1.6 Formation de la seconde couche d'oxyde (étape "Ox2")

On recouvre la plaque d'une couche d'oxyde de silicium de $400\,\mathrm{nm}$. Cette étape peu critique peut par exemple être réalisée à partir de gaz ionisés tels que le TEOS (*cf.* étape "Ox1", paragraphe 1.4) ou sous plasma en présence de silane (SiH_4) et de protoxyde d'azote (N_2O). Dans ce dernier cas, la réaction chimique principale mise en jeu est :

$$SiH_4 + 2N_2O \longrightarrow SiO_2 + 2H_2 + 2N_2.$$

Une gravure sèche est ensuite réalisée sous plasma en utilisant du CF_4 sous atmosphère oxygénée, entraînant la réaction

$$SiO_2 + CF_2 \longrightarrow SiF_2 + CO_2.$$

On peut distinguer deux zones d'ouverture de cette couche débouchant sur du silicium dopé :

- au-dessus du polySi ("PS") : ces zones sont destinées à créer un contact électrique entre les couches conductrices "PS" et "PS2" ;
- au-dessus du Si dopé ("Dop") : les ouvertures sont dédiées au contact électrique entre les zones dopées "Dop" et "PS2", ainsi qu'à l'adhérence des résonateurs circulaires et carrés sous la couche "PS2".

L'oxyde présent sur les résonateurs sera supprimé durant l'étape "HF". Or, pour certaines structures, de vastes zones (de l'ordre de $100\,\mu\mathrm{m}$) sont entièrement recouvertes de polySi "PS2". La couche de SiO_2 doit donc avoir une épaisseur suffisante pour ne pas ralentir la vitesse de la gravure humide et limiter les risques de collage du polySi sur le résonateur (*cf.* étape "HF", paragraphe 1.9).

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Les réalisations montrent qu'une épaisseur de $400\,\mathrm{nm}$ ajoutée à celle de $100\,\mathrm{nm}$ déjà présente (étape "Ox1") convient à notre application.

1.7 Formation de la couche structurelle en poly*Si* épais (étape "PS2")

Le but de cette étape est de former une couche épaisse ($> 2\,\mu\mathrm{m}$) de polySi dopé, suffisamment rigide et peu contrainte, pour assurer la stabilité des résonateurs suspendus. Différentes techniques ont été testées à partir des conditions habituelles de dépôt telles que décrites pour l'étape "PS" (*cf.* paragraphe 1.5). Soit on superpose plusieurs couches, soit on augmente le temps de dépôt pour obtenir une épaisseur équivalente. Le détail de l'étude des contraintes et des déformations est proposé dans la section 2 de ce chapitre.

De façon à réaliser des flancs de gravure droits, le polySi déposé est ensuite gravé par le procédé de type Bosch décrit au paragraphe 1.2.

Cette couche a un rôle mécanique important puisqu'elle supporte les résonateurs circulaires et carrés au centre de leur électrode fixe périphérique. Deux catégories d'ancrages ont été dessinées :

- de multiples poutres reliant le centre des résonateurs en silicium au substrat ;
- une membrane circulaire recouvrant entièrement le disque résonant, reliée à lui en son centre et au substrat par l'intermédiaire de poutres.

Comparé aux poutres larges de $10\,\mu\mathrm{m}$, les membranes ont un rayon d'environ $200\,\mu\mathrm{m}$, ce qui représente une zone beaucoup plus vaste à sous-graver. Celles-ci ont donc été percées à proximité de l'ancrage central pour favoriser la gravure humide de l'oxyde sacrificiel "Ox2" (étape "HF") par de multiples points d'accès. En dépit de ces risques, les membranes constituent un atout majeur dans le sens où elles protègent la partie vibrante en silicium. Ceci autorise le dépôt de matériaux une fois les résonateurs libérés ; ce type de support a été dessiné afin d'anticiper les étapes de montage et/ou d'encapsulation du dispositif.

Type d'ancrage	**Avantages**	**Inconvénients**
Membrane	Protection de la partie résonante libérée lors de futurs dépôts (pour l'encapsulation)	Larges surfaces à sous-graver (temps de gravure long et risque de stiction)
Poutres	Libération peu critique	Forts risques de détérioration de la partie résonante lors de l'encapsulation

TAB. *3.2* – *Récapitulatif des avantages et inconvénients pour les deux formes de support.*

D'un point de vue électrique, l'intérêt d'augmenter l'épaisseur du film réside dans la diminution

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

de la résistance d'accès au transducteur capacitif. En effet, on forme dans cette couche les plots de contact électrique qui permettront de caractériser les résonateurs, ainsi que les chemins électriques arrivant sur le polySi "PS" et les zones de Si dopé "Dop", constituant respectivement les électrodes fixes et mobiles du transducteur.

1.8 Formation du film de protection pour la gravure humide (étape "HM")

Ce film est un bicouche constitué de $100\,\mathrm{nm}$ de silicium sur $28\,\mathrm{nm}$ de nitrure de silicium. Les deux dépôts sont élaborés à basse pression, en phase vapeur. Pour le premier, la décomposition thermique du dichlorosilane ($SiCl_2H_2$) réagissant avec l'ammoniac (NH_3) aux environs de $700\,^\circ\mathrm{C}$ produit le nitrure. On peut écrire la réaction principale pour sa forme stoechiométrique :

$$3SiCl_2H_2 + 4NH_3 \longrightarrow Si_3N_4 + 6HCl + 6H_2.$$

Le second est produit à partir du silane. Il s'agit d'un silicium amorphe non-dopé (α-Si) ; il est important de réaliser un film très résistif afin de limiter la capacité parasite apportée par "HM". L'étape de gravure est dérivée de celle utilisée pour "PS".

Peu de zones sont ouvertes dans cette couche :

- sur les plots de contacts en polySi épais "PS2" pour laisser un accès électrique au composant ;
- à la périphérie des résonateurs afin de pouvoir graver les oxydes sacrificiels ;
- sur les supports en polySi épais "PS2" dans le but d'éliminer tout matériau contraint qui aurait tendance à les déformer.

Cette bicouche a pour rôle de protéger la plaque de silicium durant la phase "HF" de gravure humide. Etant donnée la durée de cette phase, la vitesse de gravure du film doit être très inférieure à celle du $Si0_2$. Il doit de plus être un bon isolant pour réduire les courants de fuite entres les électrodes. Dans notre cas, la couche de nitrure assure l'isolation tandis que le α-Si évite un contact direct du diélectrique avec la solution de gravure. Au final, le film de nitrure subit une attaque chimique latérale sur environ $10\,\mu\mathrm{m}$.

1.9 Libération et séchage des dispositifs (étape "HF")

Les trous percés en face arrière durant l'étape "BE" débouchent sur l'oxyde déposé dans les tranchées. Or, on souhaite graver uniquement la partie de cette couche sacrificielle située entre les résonateurs circulaires ou carrés et leur électrode périphérique. La face arrière est donc protégée à l'aide d'un film plastique adhésif.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

La phase de libération consiste ensuite à dissoudre localement les couches sacrificielles ("Ox1" et "Ox2") dans une solution concentrée d'acide fluorhydrique (HF). Ce composé grave le SiO_2 pris en sandwich entre du Si et du polySi suivant la réaction chimique :

$$SiO_2 + 6HF \longrightarrow H_2SiF_6 + 2H_2O.$$

L'aspect critique de cette étape provient des dimensions mises en jeu. L'oxyde est fin, les surfaces à graver importantes et les points d'accès du HF peu nombreux. Les caractéristiques critiques des gravures sont reprises dans le tableau 3.3.

Zones à graver	**Nom des couches**	**Epaisseur des couches**	**Distance à graver**	**Nature de l'attaque**	**Vitesse de gravure**	**Temps minimum**
Sur les flancs des résonateurs	"Ox1"	100 nm	28 µm	unilatérale	1 µm/min	28 min
Sur la face supérieure	"Ox1" et "Ox2"	600 nm	80 µm	bilatérale	2,5 µm/min	16 min

TAB. *3.3* – *Caractéristiques critiques des gravures humides.*

Or, augmenter la surface des zones à sous-graver et diminuer l'épaisseur de la couche sacrificielle complique la libération des dispositifs. D'une part, la circulation des éléments chimiques est plus difficile lors de la gravure et requiert donc un temps de gravure important (environ 30 min d'après Tab. 3.3). D'autre part, il y a un risque élevé de collage. Ce second phénomène apparaît lors de l'évaporation du dernier solvant qui a servi à neutraliser l'attaque chimique : durant le séchage, une interface triple solide-liquide-gaz se forme entre les deux électrodes parallèles, le solvant et l'air (*cf.* Fig. 3.4). Les tensions de surfaces créent alors une force d'attraction entre les deux solides qui peut amener l'électrode mobile en contact avec l'électrode fixe. Dans ce cas, les forces de champ proche entre les molécules ou les ions conservent les surfaces collées ; on parle alors de collage par adhérence.

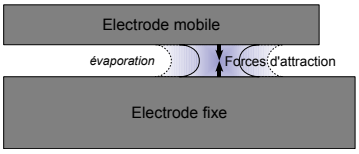


FIG. *3.4* – *Représentation du phénomène de collage : lors de l'évaporation du liquide, les tensions de surface tendent à attirer les électrodes.*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Le solvant peut être l'eau utilisée en très grande quantité pour diluer l'acide et stopper l'attaque chimique. Dans notre cas, cette étape est suivie d'un bain d'alcool (du méthanol) car les tensions de surface qui apparaissent au moment du séchage sont plus faibles. Malgré la symétrie des dispositifs qui en théorie annule la résultante des forces d'attraction, un petit déséquilibre peut se transformer en une résultante non négligeable compte tenu de la large surface des électrodes et du faible intervalle qui les sépare. Nous avons donc choisi une technique de séchage au CO_2 *supercritique*. Les échantillons libérés et baignant encore dans l'alcool sont placés dans un bâti hermétique. La pression est augmentée afin de pouvoir injecter du CO_2 dans sa phase liquide. Dans le même état que l'alcool, le CO_2 remplace progressivement ce dernier sans créer d'interface liquide-gaz. La température de la chambre est élevée jusqu'à dépasser le point critique, puis la pression diminuée de façon à passer en phase gazeuse (*cf.* Fig. 3.5). Les changements d'état liquide-supercritique et supercritique-gaz étant progressifs, de très faibles tensions de surface apparaissent au cours du séchage, limitant d'autant les risques de collage.

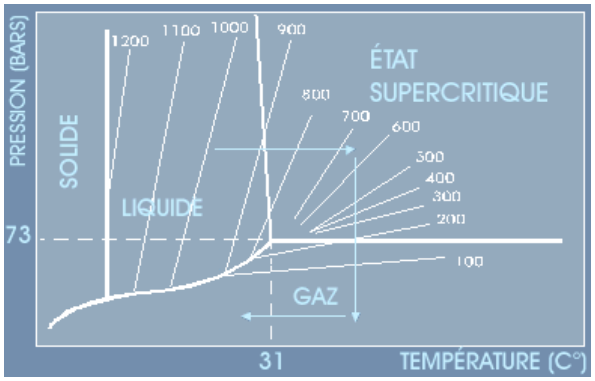


FIG. 3.5 – *Diagramme de phase du CO_2 avec lignes de densité constante (en $\mathrm{kg/m^3}$). Les flèches indiquent le cycle de changement de phase du fluide lors du séchage au CO_2 supercritique.*

A l'issu de cette étape finale, les parties mobiles sont libres et peuvent être mises en vibration en appliquant un signal électrique sur les plots de contact en polySi.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

2 Etude sur les contraintes résiduelles dans le polysilicium

2.1 Introduction

Les conditions de fabrication engendrent des contraintes résiduelles dans les matériaux déposés. En d'autres termes, il existe des forces en tout point du matériau sans que des efforts extérieurs soient appliqués au système. Le polySi n'échappe pas à ce constat, avec des contraintes thermiques provenant de la température de dépôt et des contraintes intrinsèques accumulées lors de la croissance ou la réorganisation des grains de silicium et modulées par la présence d'impuretés dans la matrice [Benitez95, Biebl95, Lee99]. On parle de matériau en compression si les forces dans le matériau tendent vers l'extérieur mais sont compensées par la réaction du support, et de matériau en tension lorsque les forces internes sont dirigées vers l'intérieur. Par convention, la contrainte est notée σ et définie positive pour un matériau en tension.

Dans le cas d'un matériau déposé en compression sur une plaque de silicium, les efforts déforment le support avec un rayon de courbure positif. On peut d'ailleurs noter que les plaques ayant des rayons de courbure trop importants ne peuvent être manipulées par certaines machines industrielles. C'est le cas des préhenseurs pneumatiques qui tentent de maintenir les plaques grâce à une dépression. Le problème se rencontre également dans les bâtis où la polarisation des plaques nécessite un contact uniforme avec le support. Les limites se situent pour nous à $-11\,\mathrm{m}$ et $30\,\mathrm{m}$.

Lorsque le matériau est libéré du support, comme c'est le cas après la gravure des couches sacrificielles, les contraintes peuvent localement se relaxer : l'action du support se limitant aux zones d'ancrage, les structures se déforment pour minimiser les efforts internes. Les déformations de structures en polySi "PS2" sont le coeur de la problématique que nous aborderons dans la suite de ce chapitre.

En effet, "PS2" est une couche structurelle très critique car les résonateurs circulaires et carrés se trouvent suspendus par des poutres ou des membranes formées dans ce matériau. Toute déformation des supports se traduit donc par un déplacement de la partie résonante, alors que seules de faibles déviations sont tolérées (*cf.* Tab. 3.4) :

- Un petit déplacement latéral dissymétrise le système et risque donc de dégrader les performances. Ce phénomène est accentué lorsque l'on applique un signal électrique car la résultante des forces électrostatiques est non nulle. Dans le pire cas, le déplacement est tel que la partie mobile vient en contact avec l'électrode fixe périphérique.
- Un faible déplacement vers le haut est toléré car la couche "PS" recouvre les résonateurs en silicium sur quelques micromètres.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

- En cas de mouvement vers le bas, les poutres et membranes de suspension risquent de coller à la couche "PS".

Orientation du déplacement	**Partie mobile concernée**	**Distance avant contact avec "PS"**
Latérale	Flanc des résonateurs ("Dop")	110 nm
Verticale, vers le haut	Face supérieure des résonateurs ("Dop")	200 nm
Verticale, vers le bas	Support des résonateurs ("PS2")	400 nm

TAB. *3.4* – *Déplacements possibles avant un contact des parties mobiles sur "PS".*

Les contraintes dans le matériau formé dépendent fortement des conditions de dépôt (température, pression, dopage, *etc.*). Différents traitements thermiques sont par ailleurs connus pour modifier la nature ou la valeur des contraintes dans le polySi. De nombreux travaux traitent de l'influence de ces paramètres [Guckel88, Benitez95, Biebl95, Zhang98, Lee99, Nunan00]. Devant le nombre de paramètres en cause, il est indispensable d'estimer les contraintes apportées par différentes techniques qui nous sont accessibles afin d'identifier un procédé minimisant les déformations de nos structures en "PS2".

Cette phase de développement intervient alors que les étapes "HM" et "BE" ne sont pas disponibles. En d'autres termes, nous n'avons pas la possibilité de libérer les membranes des résonateurs, ou les résonateurs du substrat de silicium. La détermination des déformations ne peut donc se faire que de façon indirecte. La méthode développée consiste à mesurer la déformation de structures de tests mécaniques pour extraire les contraintes résiduelles et à simuler les déformations des structures fonctionnelles en fonction des contraintes résiduelles.

2.2 Variables du procédé pour l'étape "PS2"

On souhaite optimiser le temps de développement en partant de la procédure utilisée pour la couche "PS". Trois paramètres peuvent ensuite être aisément changés pour répondre aux exigences de stabilité présentées dans le paragraphe précédent : l'épaisseur du dépôt, le nombre de couches et le traitement thermique post-dépôt.

2.2.1 Epaisseur du dépôt

La rigidité de la structure dépend de son épaisseur. De ce point de vue, il peut être avantageux d'avoir un dépôt épais, notamment pour réduire la sensibilité au phénomène de collage lors de la

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

libération ou aux accélérations une fois les résonateurs libérés.

Cet avantage est malheureusement réduit dans le cas où les contraintes résiduelles varient en fonction de l'épaisseur. Il faudra donc s'intéresser au gradient de contrainte présent dans la couche. On fera l'hypothèse d'un gradient du premier ordre, c'est-à-dire que la contrainte est linéaire le long de l'épaisseur. Mais cela ne signifie pas que le gradient reste constant selon l'épaisseur déposée : les conditions de fabrication varient et il n'y a donc pas de raison que le gradient soit inchangé.

2.2.2 Nombre de couches

Deux alternatives permettent d'obtenir l'épaisseur souhaitée à partir de la recette initiale utilisée pour "PS" : soit on augmente le temps de dépôt, soit on répète le procédé. Les conditions de formation du matériau varient et aboutiront donc à des contraintes résiduelles différentes.

La seconde solution est idéale dans le cadre d'un environnement industriel car les opérations sont compatibles avec la production de lots standards. Il a de plus été montré dans le cas d'un dopage par implantation que deux dépôts conduisent à un gradient de contrainte moindre que pour un unique dépôt d'épaisseur équivalente [Benitez95].

2.2.3 Traitement thermique post-dépôt

Rappelons que le silicium formé lors de la phase de dépôt est ensuite réorganisé en apportant une énergie thermique. Cette opération est appelée *recuit*. La température, le temps et l'environnement gazeux ont une grande influence sur le résultat final [Zhang98].

Nous nous intéresserons à deux techniques classiques de recuit connues pour réduire les contraintes résiduelles : le *recuit traditionnel* (souvent abrégé FA pour *regular Furnace Annealing*) [Guckel88, Benitez95] et le *recuit rapide* (souvent abrégé RTA pour *Rapid Thermal Annealing*) [Biebl95, Zhang98, Nunan00]. Le premier est réalisé dans les fours habituellement utilisés en micro-électronique. L'enceinte tubulaire où sont placées les plaques de silicium est chauffée par des résistances électriques enveloppant la chambre. L'importante inertie thermique entraîne une recristallisation lente : la durée se mesure en heures. *A contrario*, le recuit rapide s'effectue dans une chambre où des lampes halogènes de forte puissance sont faces aux substrats et autorisent donc des variations de température très rapides. Dans ces conditions, la réorganisation de la matière s'effectue en quelques secondes.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2.4 Procédés de fabrication testés

Les procédés de dépôt de la couche "PS2" que l'on souhaite comparer dans cette étude sont rassemblés dans le tableau 3.5. Dans le cas de dépôts successifs, les plaques subissent un nettoyage entre deux étapes. Il est important de supprimer l'oxyde natif et les impuretés afin d'assurer un bon contact électrique et une adhérence entre les couches. La phase de dépôts est éventuellement suivie d'un recuit classique (FA) durant $1{,}5\,\mathrm{h}$ à $1100\,^{\circ}\mathrm{C}$.

La couche ainsi formée subira un recuit rapide (RTA) dont on fera varier le temps du palier à $1050\,^{\circ}\mathrm{C}$ entre 2 et $600\,\mathrm{s}$.

Réf. plaque	**ENG240-11**	**ENG240-08**	**ENG240-10**	**ENG267-03**	**ENG240-09**
Nb. de dépôts	5	3	5	1	3
Epaisseur e	3,75 µm	2,25 µm	3,75 µm	3,30 µm	2,25 µm
FA	Non	Non	Oui	Non	Oui
Dénomination	5xPS	3xPS	5xPS + FA	1xPS-long	3xPS + FA

TAB. *3.5* – *Récapitulatif des procédés de dépôt "PS2" testés lors de cette étude.*

2.3 Configuration des structures de tests mécaniques

Le principe consiste à élaborer différentes structures représentatives des poutres et membranes de support en terme de fabrication. Leur géométrie est simplifiée pour les rendre moins sensibles aux risques de détérioration lors des phases critiques. Et les déformations doivent caractériser un aspect des contraintes.

De façon à se placer dans les conditions futures de réalisation, les plaques de silicium suivent le protocole jusqu'au dépôt "PS2". Les différentes variations de procédé sont alors réalisées. Puis on libère les structures de tests selon l'étape "HF", avec un temps de gravure plus court ($5\,\mathrm{min}$). Il est possible de simplifier la phase de libération en concevant des structures étroites et directement ancrées sur le polySi "PS".

Répondant au critère de simplicité, la poutre se révèle être un très bon candidat ; placée dans différentes configurations, ses déformations témoignent de la nature des contraintes qu'elle subit :

- Un gradient de contrainte crée un moment fléchissant qui courbe une poutre encastrée-libre vers le haut ou vers la bas (*cf.* Fig. 3.6).
- De même, un effort axial et dirigé vers l'intérieur de la poutre appliqué à chaque extrémité de celle-ci tend à la faire fléchir ; on parle ici de *flambement*. Une poutre bi-encastrée est donc adaptée à la mesure de contraintes en compression (*cf.* Fig. 3.6).

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

- En revanche elle reste plane sous l'action de contraintes en tension. L'idée appliquée par H. Guckel consiste à revenir à des efforts orientés vers l'intérieur de la poutre en insérant celle-ci entre deux points diamétralement opposés d'un anneau [Guckel88] (*cf.* Fig. 3.6). L'anneau possède quant à lui deux points d'ancrage qui sont aussi diamétralement opposés. Les directions que forment ces deux paires d'ancrages sont perpendiculaires. Aussi, si le matériau est déposé en tension, le diamètre de l'anneau et la longueur de la poutre ont tendance à diminuer dans les mêmes proportions. Mais la présence des ancrages tend à ovaliser l'anneau, ce qui se traduit sur la poutre par des efforts en compression.
- D'autres dispositifs très répandus permettent de mesurer des contraintes en tension aussi bien qu'en compression à partir du déplacement d'une poutre. Celle-ci est suspendue par deux autres poutres, qui sont liées à la première en deux points distincts et ancrées au substrat. La déformation axiale des deux poutres de support génère un moment de rotation sur la poutre centrale. A la différence des autres méthodes, les déformations se produisent dans le plan des dépôts et la lecture peut être facilitée grâce à un système de vernier.

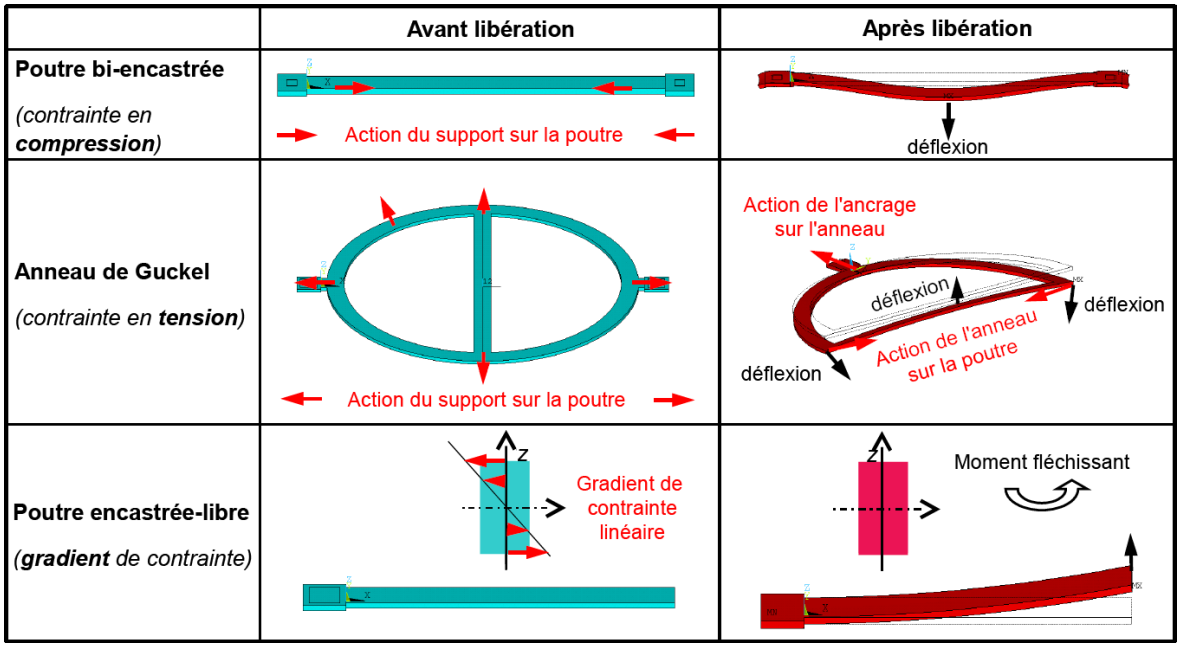


FIG. 3.6 – *Schéma illustrant la réaction du support aux contraintes présentes dans le matériau déposé, puis la déformation engendrée par ces contraintes sur les structures libérées.*

Notre étude a été menée à partir de poutres encastrées-libres, de poutres bi-encastrées et d'anneaux de Guckel. Les structures larges de 15 µm forment un réseau de poutres dont la longueur varie de 40 µm à 460 µm avec un pas de 20 µm. La longueur des poutres situées dans les anneaux varie

© 2009 Tous droits réservés.

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

quant à elle de $80\ \mu\mathrm{m}$ à $600\ \mu\mathrm{m}$ avec un pas de $40\ \mu\mathrm{m}$.

Le modèle d'Euler-Bernouilli appliqué à une poutre de direction x, de longueur L, d'épaisseur e et de module d'Young E, permet d'obtenir un modèle théorique simple reliant la déflexion u aux contraintes. On suppose que la fonction représentant les contraintes le long de l'épaisseur du matériau (z allant de $-e/2$ à $e/2$) est de forme polynomiale et on considère les termes jusqu'à l'ordre 1 :

$$\sigma(z) = \sigma_0 + \sigma_1 z. \tag{3.1}$$

- Un gradient de contrainte du premier ordre, noté σ_1, présent dans une poutre encastrée-libre (ancrage situé à $x = 0$ et extrémité libre en $x = L$) génère une flexion :

$$u(x) = \frac{\sigma_1}{2E} x^2. \tag{3.2}$$

  La mesure de la flèche $\Delta z = u(L)$ conduit donc à la valeur du gradient :

$$\sigma_1 = \frac{2E}{L^2} \Delta z. \tag{3.3}$$

- La contrainte minimale en compression (notée $|\sigma_{0,min}|$) qu'il faut appliquer à un poutre bi-encastrée afin de provoquer un fléchissement vaut (formule d'Euler) :

$$|\sigma_{0,min}| = \frac{\pi^2 e^2 E}{3L^2}. \tag{3.4}$$

  La transition entre les poutres planes (numérotées de 1 à N) et déformées ($N+1$ et supérieures) permettent donc d'établir un encadrement de la contrainte résiduelle en compression :

$$\frac{\pi^2 e^2 E}{3L_{N+1}^2} < |\sigma_0| < \frac{\pi^2 e^2 E}{3L_N^2}. \tag{3.5}$$

- Pour $|\sigma_0| > |\sigma_{0,min}|$, la déformation de la poutre bi-encastrée prend la forme :

$$u(x) = \Delta z \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right). \tag{3.6}$$

  L'hypothèse d'un faible fléchissement en comparaison de la longueur ($\Delta z \ll L$) permet de linéariser la déformation pour approcher la longueur de la poutre déformée :

$$l \approx L\sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta z}{L}\right)^2}, \tag{3.7}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

et par suite d'affiner l'estimation de $|\sigma_0|$:

$$|\sigma_0| \approx E\left(\sqrt{1+\left(\frac{2\Delta z}{L}\right)^2}-1\right). \tag{3.8}$$

Ces équations ont l'avantage d'être simples, mais de nombreuses limitations apparaissent. On peut tout d'abord noter que le cas des contraintes en tension n'a pas été abordé. Le principe correspond aux poutres bi-encastrées, mais il est nécessaire de faire intervenir un coefficient G dans l'équation 3.4 afin de décrire la transformation de la contrainte en tension présente dans le matériau en une contrainte en compression agissant sur la poutre :

$$|\sigma_{0,min}| = \frac{1}{G}\frac{\pi^2 e^2 E}{3L^2}. \tag{3.9}$$

Le terme G dépend des dimensions de l'anneau et doit être déterminé expérimentalement ou par des simulations numériques. L'effet non négligeable d'un gradient de contrainte n'est de toute façon pas pris en compte dans l'équation 3.9. De plus, les déformations et les contraintes mises en jeu ne respectent pas nécessairement les hypothèses d'Euler-Bernouilli. On a par ailleurs fait l'hypothèse d'ancrages latéraux parfaits alors que l'épaisseur des couches, les variations de marche et la raideur des matériaux les rendent élastiques. Et finalement, il faut tenir compte de la présence du substrat qui perturbe les déformations qui se produisent vers le bas. Pour ces raisons, et parce que les structures fonctionnelles sont trop complexes pour établir des modèles analytiques simples, on a recours à une modélisation par éléments finis. La méthode utilisée dans notre étude se trouve détaillée au paragraphe suivant.

2.4 Démarche appliquée

Les structures de tests mécaniques ont été fabriquées avec une variation de procédé sur l'étape "PS2". Leur déformation est ensuite analysée après la phase de libération "HF". Certains dispositifs restent plans alors que la majorité des autres fléchissent (vers le haut ou le bas) ou, sous l'action des contraintes résiduelles et des forces subies lors de la libération, collent au substrat. Cette dernière catégorie est écartée de l'étude quantitative car inexploitable. L'analyse se fait par microscopie interférométrique (`Zoomsurf 3D` de `FogaleNanotech`) dont la résolution verticale est inférieure à $1\,\mathrm{nm}$. On extrait alors la position et la hauteur des points hauts (notés respectivement $x_{m,max}$ et $z_{m,max}$, avec l'indice m indiquant qu'il s'agit de mesure) et bas ($x_{m,min}$, $z_{m,min}$) des poutres par

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

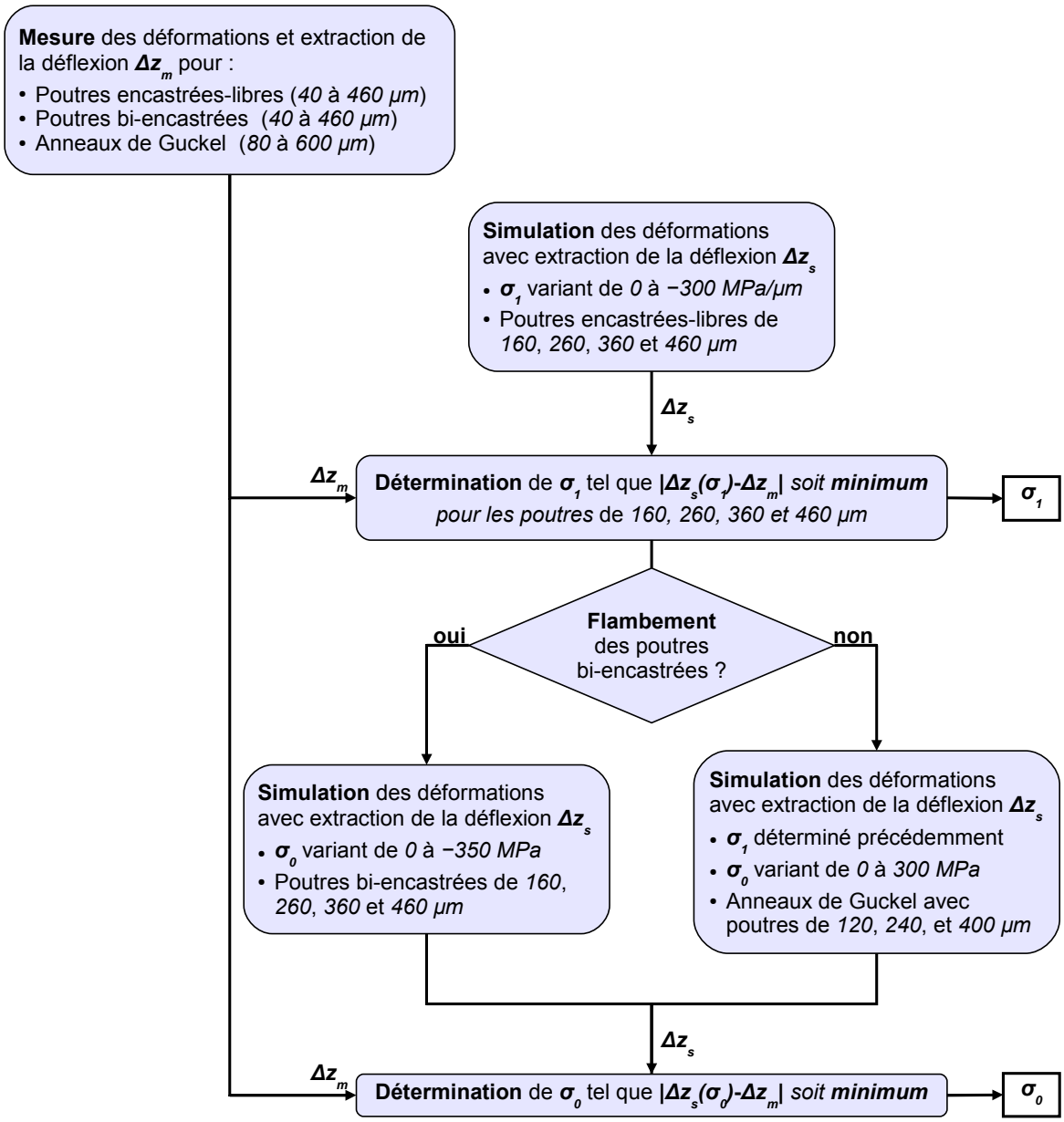


FIG. 3.7 – *Diagramme présentant la méthodologie appliquée afin de déterminer les contraintes dans les matériaux déposés.*

rapport aux points d'ancrage. Puis on calcule la déflexion maximale Δz_m telle que :

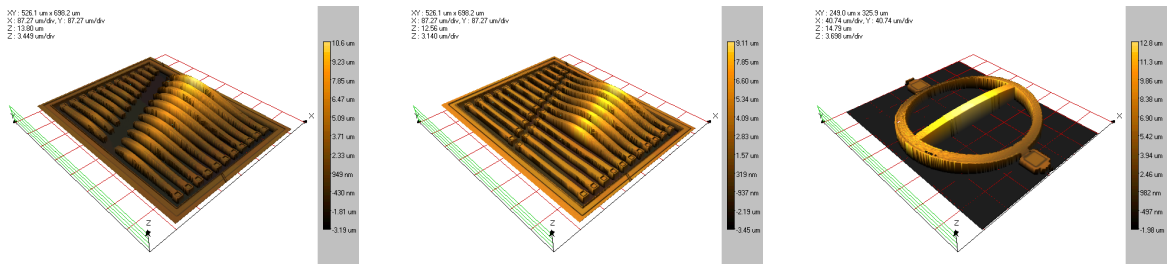
$$\begin{cases} \Delta z_m = z_{m,max} \ \text{ si } \ z_{m,max} > |z_{m,min}|, \\ \Delta z_m = z_{m,min} \ \text{ sinon.} \end{cases}$$

Nous pouvons remarquer sur les figures de Fig. 3.8 que :

- Les poutres encastrées-libres tendent à fléchir vers le bas. Le point bas sera donc l'extrémité

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl



(a) Poutres encastrées-libres **(b)** Poutres bi-encastrées **(c)** Anneau de Guckel

FIG. *3.8* – *Vue 3D de déformations typiquement rencontrées lors des mesures au microscope interférométrique (mesures effectuées sur "ENG240-11" sans RTA,* cf. *Tab. 3.7).*

libre. Au delà d'une certaine valeur de contrainte, l'extrémité libre des poutres entre en contact avec le substrat. La déformation se caractérise alors par un flambement vers le haut d'un point intermédiaire de la poutre.

- Le point haut ou bas des poutres bi-encastrées se situe en leur centre.
- Les anneaux de Guckel peuvent subir une rotation autour de leurs ancrages qui peut être compensée numériquement. Les extrémités de la poutre tendent à se déformer vers le bas sous l'effet d'un gradient de contrainte. La moyenne des déflexions des deux extrémités correspond donc à $z_{m,min}$. Par opposition, l'effet de contrainte en tension dans le matériau se traduit par un flambement de la poutre vers le haut ; $z_{m,max}$ sera mesuré en son centre.

En parallèle, nous modélisons les trois types de structures afin de déterminer les déformations en fonction des contraintes résiduelles appliquées (*cf.* Fig. 3.9). Nous utilisons pour cela le logiciel de simulations par éléments finis `ANSYS` et un modèle tridimentionnel (les fichiers texte correspondant à la programmation des poutres encastrées-libres et bi-encastrées sont donnés en annexe, *cf.* Annexe B.4.2). Il reprend la configuration réelle des ancrages : une ouverture dans la couche "Ox2" qui crée une marche et une face inférieure fixe. A l'inverse, les parties mobiles sont planaires. Seule la moitié d'une poutre bi-encastrée ou d'un anneau de Guckel est modélisé, l'autre moitié étant réduite à l'ajout d'un plan de symétrie. On discrétise l'ensemble avec des éléments mécaniques parallélépipédiques qui acceptent l'ajout de précontraintes ("SOLID186"). Dans le cas d'un gradient de contraintes, la partie libre est décomposée en couches (10 pour ces simulations) et les contraintes bi-axiales pour chaque couche sont calculées en fonction de σ_0, σ_1 et de l'épaisseur. Le matériau de polySi est décrit par les propriétés récapitulées dans le tableau 3.6. Finalement, les déplacements vers le bas sont limités avec des éléments modélisant l'espace libre avant l'établissement d'un contact parfait ("CONTA52"). Le modèle et les conditions étant établis, une simulation statique non-linéaire permet de calculer la déformation.

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Matériaux	Propriétés	Valeurs
PS2 ($polySi$)	Densité volumique	$2330\,\mathrm{kg/m^3}$
	Module d'Young	$160\,\mathrm{GPa}$
	Coefficient de Poisson	0,23
	Coefficient de dilatation thermique	$2{,}6\,10^{-6}$

TAB. *3.6* – *Propriétés du matériau "PS2" utilisées pour les simulations par éléments finis.*

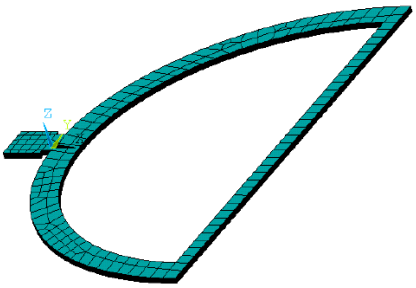
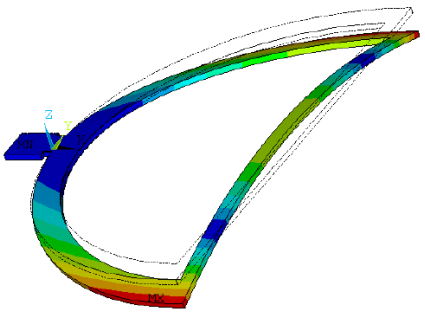
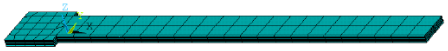
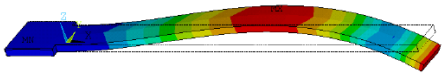
	Maillage	Déformation simulée
Poutre bi-encastrée *(contrainte en **compression**)*		
Anneau de Guckel *(contrainte en **tension**)*		
Poutre encastrée-libre *(**gradient** de contrainte)*		

FIG. *3.9* – *Vue tridimensionnelle des modèles maillés utilisés lors des simulations ainsi qu'un exemple typique des déformations simulées (vues extraites du logiciel* `ANSYS`*).*

Nous recherchons dans un premier temps à déterminer le gradient de contrainte σ_1 à partir des poutres encastrées-libres car leur déformation est indépendante des autres contraintes σ_0. Nous simulons pour cela quatre longueurs de poutre (160 ; 260 ; 360 et $460\,\mu\mathrm{m}$) avec un gradient variant de 0 à $-300\,\mathrm{MPa/\mu m}$. Comme pour les mesures, on extrait le déplacement de l'extrémité libre ($z_{s,min}$, l'indice s montrant qu'il s'agit de valeurs simulées) et, le cas échéant, la position et la déformation du point haut (respectivement $x_{s,max}$ et $z_{s,max}$). La déflexion maximale Δz_s est calculée selon une formule identique :

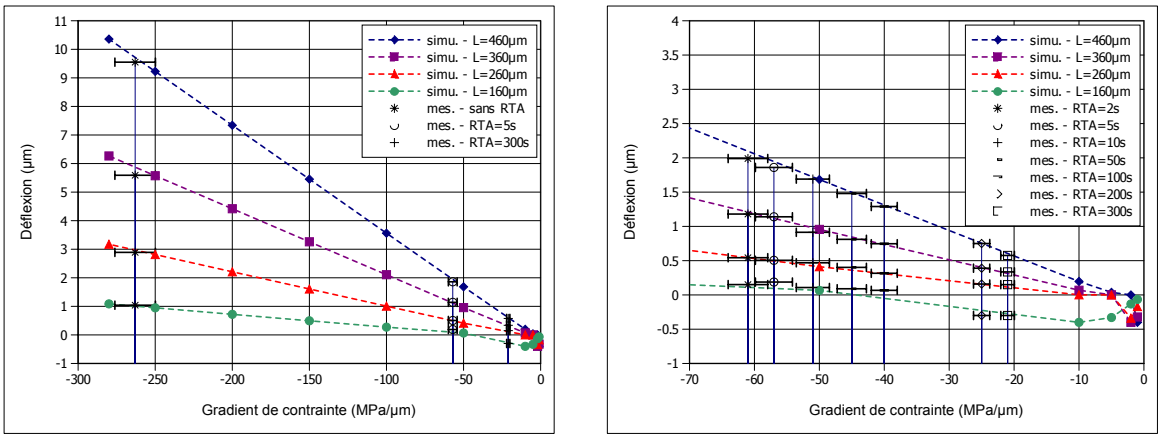
$$\begin{cases} \Delta z_s = z_{s,max} \text{ si } z_{s,max} > |z_{s,min}|, \\ \Delta z_s = z_{s,min} \text{ sinon.} \end{cases}$$

Tracer les courbes de Δz_s en fonction de σ_1 pour les quatre longueurs de référence permet de déterminer graphiquement le gradient de contrainte qui conduit aux déformations mesurées Δz_m (*cf.* Fig. 3.10). Un écart de $5\,\%$ autour du σ_1 déterminé permet de faire correspondre les mesures et les

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

simulations pour les quatre courbes. Le graphique 3.11a montre la bonne correspondance entre la déformation mesurée et celle simulée pour les quatre longueurs types avec un gradient de contrainte constant. Nous pouvons remarquer qu'un réseau de courbes de simulation doit être tracé pour chaque épaisseur.



(a) vue globale **(b)** zoom sur les faibles gradients de contrainte

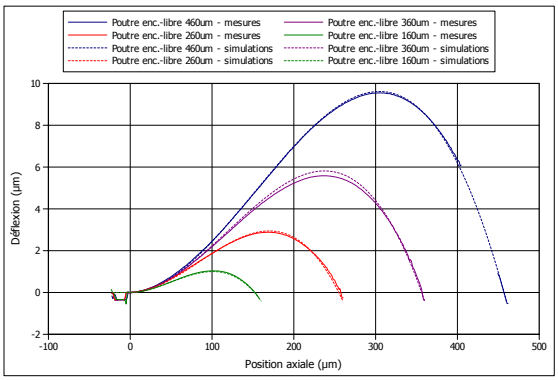
FIG. *3.10* – *Simulation de la déflexion des 4 longueurs de poutres encastrées-libres en fonction du gradient de contrainte. On place sur ce réseau les déflexions mesurées pour en extraire la valeur du gradient. (simulations réalisées pour une épaisseur de* $3{,}75\,\mu\mathrm{m}$ *de polySi, et mesures effectuées sur "ENG240-11" pour différents temps de RTA,* cf. *Tab. 3.7).*

Une fois déterminé le gradient de contrainte, deux cas de figure interviennent. Soit les mesures font apparaître un flambement des poutres bi-encastrées et on se place dans le cadre de contraintes en compression, soit dans le cas contraire les poutres bi-encastrées restent droites et celles des anneaux de Guckel flambent.

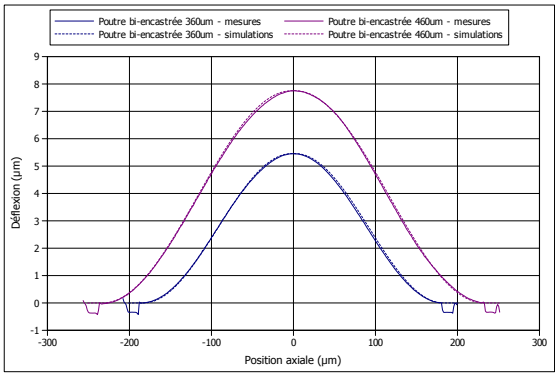
S'il y a déformation des poutres bi-encastrées, on procède de manière identique aux poutres encastrées-libres. Après avoir vérifié que le gradient de contrainte n'influençait pas la valeur des déplacements, on annule cette composante, supprime la discrétisation horizontale et introduit une contrainte uniforme variant de 0 à $-350\,\mathrm{MPa}$. Puis σ_0 est déterminé graphiquement avec une tolérance inférieure à $5\,\%$ autour du σ_0. Fig. 3.11b montre la bonne correspondance entre la déformation mesurée et celle simulée pour deux longueurs types avec une même contrainte.

Dans le cas inverse, on simule la déformation des anneaux de Guckel. Le gradient de contrainte σ_1 déterminé précédemment est ajouté à la contrainte moyenne en tension σ_0 que l'on fait varier de 0 à $300\,\mathrm{MPa}$. Ceci est répété pour les anneaux dont la poutre intérieure a pour longueur 120 ; 240 et $400\,\mu\mathrm{m}$. On remarque toutefois que les déformations sont essentiellement dues au gradient de contrainte. Par conséquent, comme le montre la figure 3.12, une faible variation du gradient modifie

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl



(a) poutres encastrées-libres (simulations réalisées avec σ_1=$-263\,\mathrm{MPa/\mu m}$)



(b) poutres bi-encastrées (simulations réalisées avec σ_0=$-178\,\mathrm{MPa/\mu m}$)

FIG. *3.11* – *Comparaison des déformations pour 4 poutres encastrées-libres et 2 poutres bi-encastrées montrant la bonne correspondance des simulations avec les mesures par interférométrie (mesures effectuées sur "ENG240-11" sans RTA et simulations réalisées à partir de "ENG240-11" sans RTA* , cf. *Tab. 3.7).*

considérablement la valeur de σ_0 déterminée graphiquement. En d'autres termes, la complexité de la structure en anneau et sa sensibilité aux différents types de contrainte ne permettent qu'une estimation grossière de la contrainte en tension.

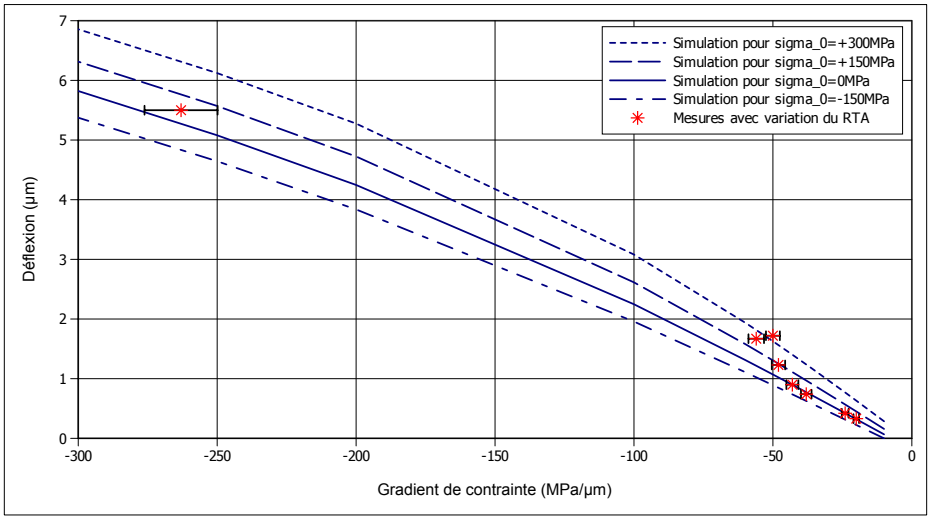


FIG. *3.12* – *Simulation de la déflexion d'une poutre de* $240\ \mu\mathrm{m}$ *supportée par un anneau de Guckel en fonction du gradient de contrainte, pour différentes valeurs de contrainte moyenne. On place sur ce réseau les déflexions mesurées et la valeur du gradient déterminée par simulation. L'écart par rapport à la courbe de contrainte moyenne nulle permet d'en estimer sa valeur. L'erreur est d'autant plus forte que le gradient est élevé. (simulations réalisées pour une épaisseur de* $3{,}75\ \mu\mathrm{m}$ *de* $polySi$*, et mesures effectuées sur "ENG240-11" pour différents temps de RTA*, cf. *Tab. 3.7).*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Réf. plaque	**ENG240-11**		**ENG240-08**		**ENG240-10**		**ENG267-03**		**ENG240-09**	
PS2	5xPS		3xPS		5xPS + FA		1xPS-long		3xPS + FA	
e (μm)	3,75		2,25		3,75		3,30		2,25	
RTA (s)	σ_0	σ_1	σ_0	σ_1	σ_0	σ_1	σ_0	σ_1	σ_0	σ_1
0	-175 $\pm$ 9	-263 $\pm$ 13	-390 $\pm$ 20	-36 $\pm$ 2			15 $\pm$ 15	-290 $\pm$ 15	-37 $\pm$ 2	-3 $\pm$ 2
2	280 $\pm$ 60	-56 $\pm$ 3								
5	370 $\pm$ 70	-50 $\pm$ 3							15 $\pm$ 15	-1 $\pm$ 1
10	190 $\pm$ 50	-48 $\pm$ 2								
50	15 $\pm$ 15	-43 $\pm$ 2					15 $\pm$ 15	-18 $\pm$ 1	15 $\pm$ 15	-1 $\pm$ 1
100	15 $\pm$ 15	-38 $\pm$ 2								
200	15 $\pm$ 15	-24 $\pm$ 1								
300	15 $\pm$ 15	-20 $\pm$ 1	15 $\pm$ 15	-17 $\pm$ 1	15 $\pm$ 15	-5 $\pm$ 5			15 $\pm$ 15	-1 $\pm$ 1
600	15 $\pm$ 15	-15 $\pm$ 1							15 $\pm$ 15	-1 $\pm$ 1

TAB. 3.7 – *Contraintes σ_0 (en MPa) et σ_1 (en MPa/μm) déterminées pour différents procédés "PS2" conduisant à différentes épaisseurs e (en μm) de couche déposée. RTA désigne la durée (en s) du recuit rapide.*

2.5 Comparaison des procédés

Les résultats correspondant aux variations de procédés sont récapitulés dans le tableau 3.7. Ils confirment la grande dépendance des contraintes dans le matériau de polySi initialement déposé (c'est-à-dire avant tout traitement thermique). Les cinq dépôts successifs présentent une contrainte en compression et un gradient de contrainte tous deux élevés. Pour une épaisseur équivalente, la couche déposée en une seule fois présente un gradient de même ordre de grandeur mais une contrainte moyenne en légère tension. A l'inverse, dans le cas d'un triple dépôt, on augmente la valeur de la contrainte en compression et réduit fortement le gradient. Nous pourrions tenter d'expliquer cela par les réactions qui se produisent au cours du temps dans le réacteur : l'énergie thermique réduit la contrainte dans le matériau déjà déposé, mais l'apport de matière en surface crée un gradient de contrainte. Ces phénomènes sont de plus modulés par la présence éventuelle d'interfaces qui limitent la réorganisation diminuant les contraintes.

Etant donnée l'énergie thermique apportée durant la phase de recuit traditionnel, il n'est pas étonnant de constater une forte diminution des contraintes. Le matériau se réarrange afin de minimiser son

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

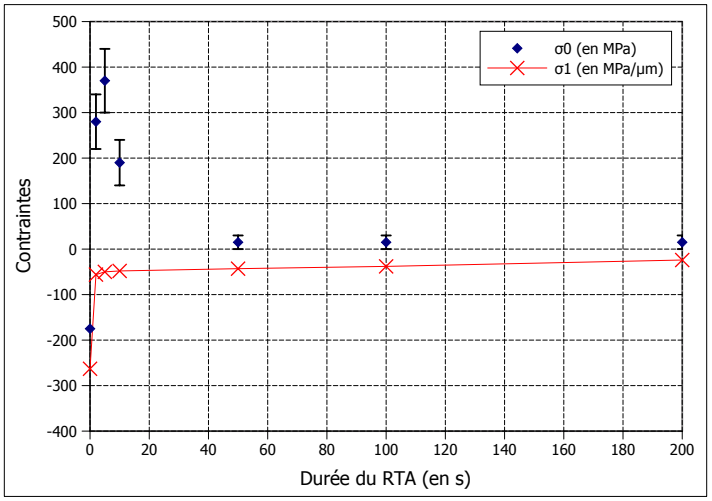


FIG. *3.13* – *Variation des contraintes σ_0 et σ_1 en fonction de la durée de recuit (RTA) pour une multicouche composée de 5 dépôts successifs "PS". Ces contraintes restent stables au-delà de* $200\,\mathrm{s}$.

énergie interne. C'est ce qu'on peut observer à travers l'exemple "3xPS" où la valeur des contraintes σ_0 et σ_1 est divisée par 10.

L'apport d'énergie dans le cas d'un recuit rapide est beaucoup plus violent et a donc tendance à générer de nouvelles contraintes. L'étude sur le procédé "5xPS" révèle deux phases en fonction de la durée à haute température (*cf.* Fig. 3.13). Durant les premières secondes, la structure cristalline se modifie pour passer d'un état fortement compressif à un état de fortes tensions. Il y a également une homogénéisation qui se produit durant cette phase. Le fait d'allonger faiblement la durée du recuit permet à la structure de libérer une grande partie des contraintes en un temps très court. Il faut toutefois une période de chauffe beaucoup plus longue pour relaxer les contraintes restantes : la variation de contrainte en tension n'est pas mesurable entre les recuits de 50 et $600\,\mathrm{s}$, et le gradient se trouve divisé par 3 en $600\,\mathrm{s}$ alors qu'il a été divisé par 5 durant les 5 premières secondes.

L'impact du recuit rapide sur une couche ayant auparavant subi un recuit de $1{,}5\,\mathrm{h}$ est limité (*cf.* "3xPS3 + FA" dans Tab. 3.7). Le matériau a déjà pris une forme polycristalline peu contrainte. On note tout de même le passage d'une contrainte en compression à une légère tension dès $5\,\mathrm{s}$ de RTA.

Au final, l'intérêt du recuit rapide sur le recuit traditionnel réside à la fois dans la rapidité des réactions et dans la possibilité de changer la nature des contraintes résiduelles. Un traitement thermique de $300\,\mathrm{s}$ à $1050\,^{\circ}\mathrm{C}$ permet d'amener les différentes couches "PS2" dans un état de légère tension (<$30\,\mathrm{MPa}$) modulée par un faible gradient (<$20\,\mathrm{MPa}/\mu\mathrm{m}$, en valeur absolue). L'inconvénient majeur concerne l'équipement : il s'agit d'un matériel de laboratoire avec un unique support incompatible avec la taille de nos plaques de silicium. Celles-ci doivent donc être découpées et en

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

conséquence ne peuvent plus intégrer le processus industriel. En revanche, le recuit traditionnel se déroule dans un milieu de production et conduit à des gradients plus faibles. Le matériau conserve toutefois une contrainte résiduelle en compression, *a priori* plus gênante qu'une contrainte en tension pour des supports possédant un ancrage périphérique.

Cette étude a permis d'établir une estimation des valeurs limites de contraintes qu'il nous est possible d'atteindre. En adaptant les modèles éléments finis élaborés à cette occasion, nous pouvons donc à présent simuler les déformations que risquent de subir les poutres et membranes de support. La valeur des contraintes que l'on a déterminé est faible, voire dans le domaine d'incertitude. Il est donc difficile de conclure sur le meilleur procédé en termes de contraintes résiduelles. Le choix devra également se faire en fonction de critères tels que l'accessibilité des équipements, la résistivité du matériau ou le coût de fabrication.

2.6 Déformations simulées des poutres et membranes de support

Cette phase de l'étude concerne uniquement la couche "PS2" qui forme le support des résonateurs circulaires. La couche présente une marche montante à proximité de son ancrage au substrat et une marche descendante au niveau de l'extérieur des disques. Elles sont dues à la présence de "PS". De façon à pouvoir simuler le gradient de contrainte dans le support, nous négligeons toutefois ces faibles marches en décrivant un modèle planaire. Les dimensions introduites dans notre modèle paramétré sont celles définies lors du dessin des masques (*cf.* section 1, chapitre 4). Nous profitons des plans de symétrie pour élaborer un modèle cyclique pour lequel une portion du système représente une poutre et éventuellement une portion de la membrane. Des plans de symétrie sont ensuite appliqués aux endroits des découpes pour simuler la présence des autres portions. Les conditions de déplacement nuls sont données pour la face inférieure des ancrages au substrat. Les propriétés du matériau correspondent à celles du tableau 3.6 et les routines permettant de précontraindre les éléments du modèle maillé sont celles précédemment utilisées (le contenu des programmes de simulation est joint en annexe, *cf.* Annexe B.4.3). La figure 3.14 illustre les modèles utilisés ici et un exemple de déformation pour une compression.

Puisque déposer trois couches de silicium est le procédé le plus facilement réalisable dans le contexte industriel, nous basons la suite de l'étude sur cette option. Les résultats sont présentés dans les graphiques de Fig. 3.15.

Si on néglige les contraintes d'ordre zéro (σ_0=0), les simulations montrent que la présence de la membrane augmente considérablement la déflexion du centre du support en fonction du gradient de contrainte (rapport de 12, *cf.* Fig. 3.15a). Alors que le déplacement du centre du support est inférieur

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

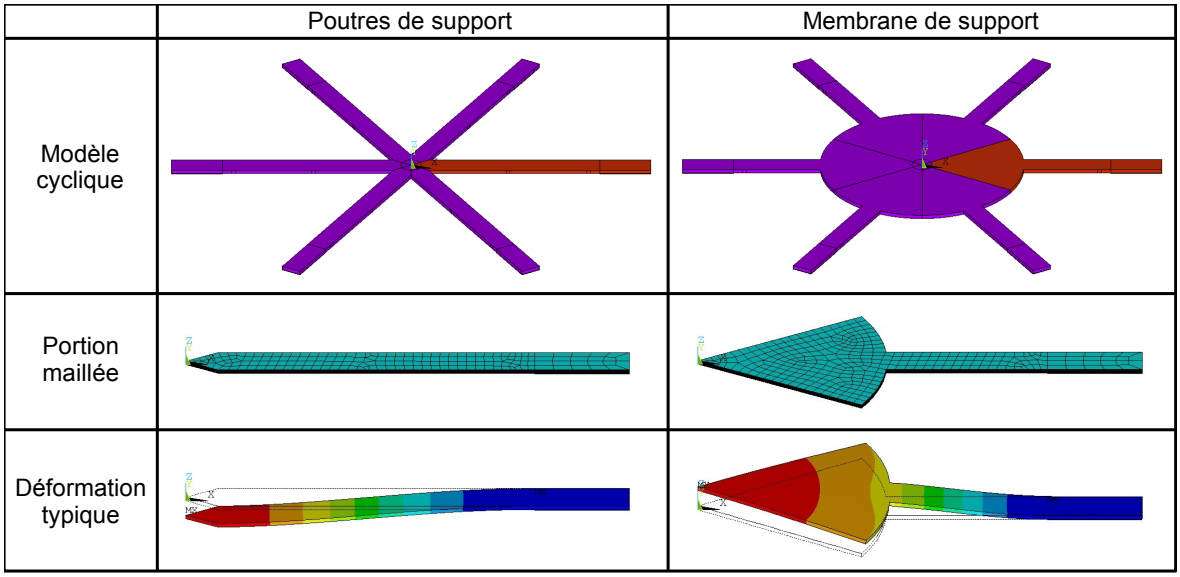
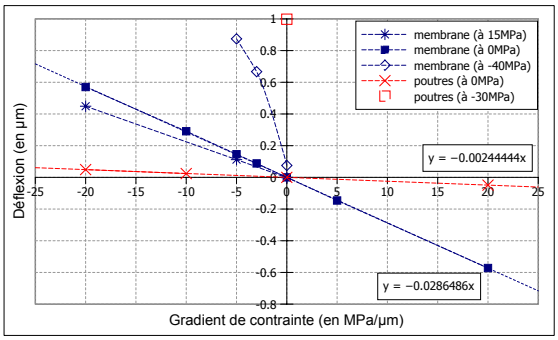
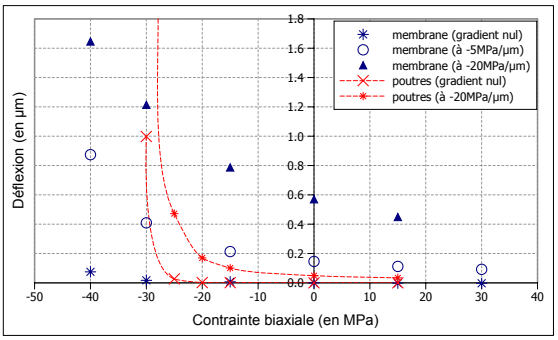


FIG. *3.14* – *Modèles des supports représentant la géométrie cyclique globale, ainsi que le maillage et un exemple de déformation pour une portion du modèle (vues extraites du logiciel* ANSYS*).*



(a) Variation de la flexion en fonction du gradient de contrainte, pour différentes contraintes d'ordre zéro.



(b) Variation de la flexion en fonction de la contrainte d'ordre zéro, pour différents gradients.

FIG. *3.15* – *Variation de la flexion subie par les deux types de supports en fonction des contraintes appliquées. Les modèles possèdent les dimensions de base des supports et une épaisseur de* $2{,}25\,\mu\mathrm{m}$.

à $50\,\mathrm{nm}$ pour les poutres lorsque $|\sigma_1|$<$20\,\mathrm{MPa}/\mu\mathrm{m}$, il faut réussir à contenir le gradient entre -7 et $13\,\mathrm{MPa}/\mu\mathrm{m}$ pour obtenir une déformation de la membrane qui soit compatible avec les tolérances décrites dans Tab. 3.4. Un recuit de longue durée est donc nécessaire pour atteindre ces faibles valeurs de gradient.

A l'inverse, si on néglige les contraintes du premier ordre (σ_1=0), on peut constater sur la figure 3.15b que les poutres sans membrane fléchissent avec une contrainte en compression moindre ; les limites inférieures de $\sigma_{0,min} \approx -25\,\mathrm{MPa}$ pour les poutres et $\sigma_{0,min} \approx -45\,\mathrm{MPa}$ pour la membrane ne doivent être dépassées. Par ailleurs, une contrainte en tension ne se traduit pas par un fléchissement

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

des supports. Un recuit est donc indispensable.

D'un côté, la présence d'une contrainte en tension tend à réduire la déformation due à un gradient de contrainte. Par exemple, si $\sigma_0 = 15\,\mathrm{MPa}$, le gradient limite pour la membrane passe de -7 à $-9\,\mathrm{MPa/\mu m}$. D'un autre côté, la présence d'un gradient de contrainte négatif réduit la contrainte en compression qui amène le support à fléchir. Par exemple pour les poutres, si $\sigma_1 = -20\,\mathrm{MPa/\mu m}$, la contrainte limite en compression passe de -25 à $-20\,\mathrm{MPa}$.

Le tableau 3.8 résume, pour le triple dépôt de silicium amorphe, les différents cas limites de contraintes obtenus lors de l'étude précédente et les conséquences sur le dispositif. Le recuit rapide seul privilégie les dispositifs suspendus par des poutres car celles-ci sont moins sensibles au gradient de contrainte. A l'opposé, la présence de la membrane réduit considérablement la sensibilité du support à une contrainte en compression. Le recuit traditionnel sera donc uniquement favorable aux résonateurs recouverts par le support. Nous espérons finalement obtenir le maximum de structures valides en combinant les deux types de recuit.

Recuit		**Contraintes**		**Support**	
FA	**RTA**	σ_0	σ_1	**Poutres**	**Membrane**
0	0	<-100	<0	contact	contact
0	1	0	-20	valide	contact
0	1	30	-15	valide	risque++
1	0	-40	-5	contact	contact
1	0	-35	-1	contact	valide
1	1	0	-2	valide	valide
1	1	30	0	valide	valide

TAB. *3.8* – *Résumé des simulations calculant la déformation des supports de dimensions initiales et réalisés à partir d'un triple dépôt de silicium amorphe suivi de recuits FA ou RTA (palier de* $300\,\mathrm{s}$*). Les contraintes appliquées correspondent aux cas limites de Tab. 3.7.*

Nous avons également vérifié l'influence de certaines variations géométriques du support. La sensibilité de la membrane au gradient de contrainte peut être réduite en multipliant la zone périphérique reliée au substrat. Cela est réalisé en incrémentant le nombre de poutres fixées à la membrane ou en augmentant leur largeur. A l'extrême, il n'y a pas de déformation significative pour une membrane dont le périmètre est fixe. A l'opposé, ces variations tendent à accroître la déformation des supports de type poutres. Dans notre cas, ces deux modèles sont équivalents pour 30 poutres et la déflexion du centre vaut alors $0{,}07\ \mu\mathrm{m}$ pour σ_0=$15\,\mathrm{MPa}$ et σ_1=$-20\,\mathrm{MPa/\mu m}$ (on obtenait $0{,}03\ \mu\mathrm{m}$ et $0{,}45\ \mu\mathrm{m}$ pour respectivement la membrane et les poutres). Les poutres étant quant à elles sensibles à une contrainte en compression, il faut accroître l'épaisseur afin d'augmenter la contrainte minimale $\sigma_{0,min}$ conduisant au fléchissement (*cf.* Eq. 3.4).

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Ces résultats nous incitent à privilégier en premier lieu le procédé "3xPS" suivi d'une recristallisation par FA. En fonction des résultats obtenus à l'issue du procédé complet (avec les étapes "HM" et "BE"), un recuit supplémentaire de type RTA pourra ensuite être effectué sur certains échantillons.

2.7 Mise en pratique dans le procédé complet

A travers cette étude intermédiaire, nous avons recherché les conditions de dépôt qui minimisent les risques de déformation du support. Nos prédictions comportent des incertitudes liées à la méthode et aux inconnus technologiques. Il est en effet difficile de différencier finement les phénomènes à partir des structures de tests mécaniques et des modèles numériques, puis de les reproduire fidèlement sur des géométries complexes. Par ailleurs, nous méconnaissons les effets qu'apporteront les futures étapes de fabrication. Le résultat de ces travaux représente en fait une stratégie de conception qui nous autorise à poursuivre le développement en minimisant le nombre d'itérations. Cette approche est ici mise en pratique afin d'établir un processus viable.

Nous testons le procédé complet exposé en première partie de ce chapitre avec l'étape "PS2" correspondant au protocole suivant :

- 3 dépôts successifs de silicium dopé *in situ* (procédure issue de celle utilisée pour "PS") ;
- entre deux dépôts, suppression de l'oxyde natif par une rapide gravure humide ;
- recristallisation par un recuit classique (FA) durant $1{,}5\,\mathrm{h}$ à $1100\,^{\circ}\mathrm{C}$.

La couche de polySi ainsi formée mesure $2{,}2\,\mu\mathrm{m}$ et possède une résistance carrée de $3\,\Omega/_{\square}$.

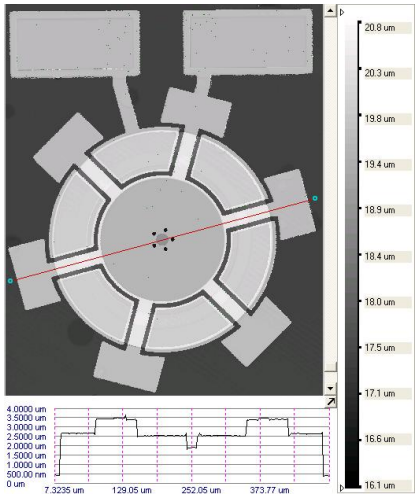
Après l'étape finale de libération, une analyse par microscopie interférométrique montre que la totalité des membranes de support restent planes (*cf.* Fig. 3.16a) et la plupart des poutres de support subissent une légère déformation verticale n'excédant pas $100\,\mathrm{nm}$ et déplaçant d'autant le disque résonant vers le haut (*cf.* Fig. 3.16b et Fig. 3.16c). Cette déformation respecte les tolérances données en Tab. 3.4. Les dispositifs défectueux correspondent aux différents risques évoqués au paragraphe 2.1 et apparaissent de façon aléatoire, sans relation avec les dimensions et le nombre de poutres :

- Le disque s'incline et entre en contact avec l'électrode périphérique (*cf.* Fig. 3.16d) ;
- Il remonte jusqu'à toucher la partie verticale de "PS" surplombant le disque (*cf.* Fig. 3.16e) ;
- Il se déplace vers le bas et les poutres de support se collent à l'électrode périphérique (*cf.* Fig. 3.16f).

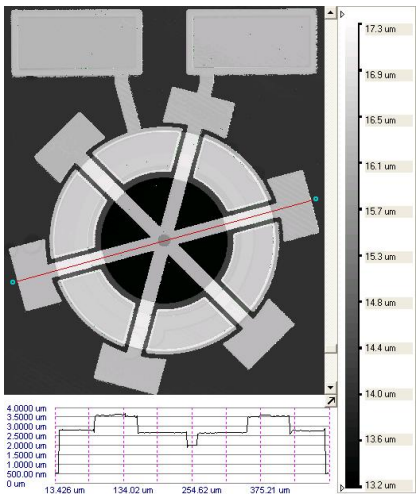
L'analyse topographique des échantillons mené au terme du processus de fabrication montre des aléas technologiques mais ne révèle pas de blocage par un collage systématique des parties mobiles sur l'électrode périphérique. Les plus faibles déformations sont probablement dues à de légères contraintes résiduelles contenues dans la couche "PS2". Quant aux dispositifs non-fonctionnels, ils

© 2009 Tous droits réservés.

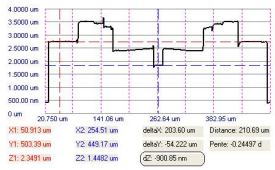
http://www.univ-lille1.fr/bustl



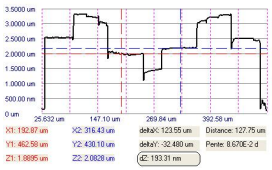
(a) surface et profil d'une membrane droite (dZ=0nm)



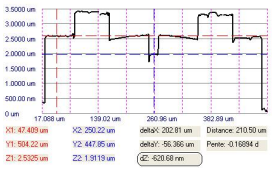
(b) surface et profil de poutres droites (dZ=0nm)



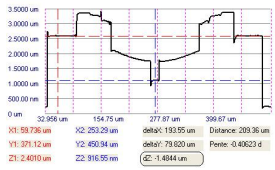
(c) profil de poutres légèrement bombées (dZ=100nm)



(d) profil de poutres avec disque incliné



(e) profil de poutres avec collage haut (dZ=190nm)



(f) profil de poutres avec collage bas (dZ=-700nm)

FIG. *3.16* – *Mesures par microscopie interférométrique représentant les différents cas de déformation des poutres et membranes de support.*

dénotent une relative fragilité des parties mobiles face aux différentes pressions qui peuvent s'exercer durant la phase de libération.

Sans recuit rapide (RTA), les résultats obtenus sont finalement meilleurs qu'attendus. Les simulations réalisées à partir des contraintes estimées dans les structures de tests mécaniques prédisaient, dans le cas favorable, uniquement une viabilité des disques suspendus par une membrane. Outre la simplicité du modèle et les traitements thermiques et chimiques subits lors des étapes "HM" et "HF", l'erreur réside essentiellement dans la présence de la bicouche sur une partie du support. D'une part elle contient des contraintes résiduelles qui peuvent contrebalancer une partie de celles présentes dans "PS2". D'autre part, elle rigidifie la base du support et réduit les dimensions de la partie libre.

Des tests en modifiant les conditions de dépôt de "PS2" ont également été menés : le remplacement du triple dépôt de polySi par une unique opération formant une épaisseur identique donne des résultats comparables en terme de déformations. Finalement, malgré quelques essais négatifs du fait de la détérioration de "HM" par la brusque montée en température, une opération de RTA reste envisagée dans le but d'améliorer le rendement.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

3 Conclusion sur la fabrication des résonateurs en silicium

Ce chapitre a été l'occasion de présenter les différentes étapes qui composent le procédé de fabrication de résonateurs en silicium fonctionnant sur un mode d'élongation. Le rôle de chaque étape vis à vis des éléments du système électromécanique a par ailleurs été décrit. Les résonateurs tubulaires exposés dans le chapitre précédent ont également été fabriqués par ce processus ; la différence est qu'ils ne nécessitent pas toutes les étapes. Basé sur un savoir-faire identique, nous avons en fait élaboré un procédé plus complexe que les précédents ou que le procédé industriel initial. Certaines modifications consistent simplement à adapter l'épaisseur du film déposé. D'autres sont relatives à la nature du matériau ou correspondent à des étapes supplémentaires. Mais toutes, à l'exception de la phase de libération, sont réalisées sur les chaînes de production.

Comparé aux procédés habituellement rencontrés pour des modes extensionnels, celui-ci se caractérise par un micro-usinage du substrat qui permet la réalisation de larges structures sans utiliser de SOI. Leur périphérie est formée par la gravure profonde de fines tranchées en face avant et l'épaisseur est définie par une large gravure profonde en face arrière. Le dépôt d'une couche de polySi dopé dans les tranchées constitue l'électrode fixe du transducteur capacitif. Ce choix nécessite de suspendre les parties vibrantes par le dessus, au moyen d'un support rigide. Il prend la forme d'une étoile fabriquée dans une seconde couche de polySi dopé, et ancrée au substrat à l'extrémité de ses branches.

La proximité des éléments mobiles avec les surfaces fixes limite les déformations tolérées pour conserver la fonctionnalité du système. Nous avons donc mené une étude intermédiaire afin de déterminer les conditions minimisant les contraintes résiduelles dans le polySi. La méthode consiste dans un premier temps à fabriquer, suivant différentes conditions de dépôt et de recuit, des structures simples (dérivées de poutres). Leurs déformations sont ensuite mesurées. Avec l'aide de modèles numériques, on extrait la valeur des contraintes en tension ou en compression, ainsi que le gradient de contrainte. Nous montrons ainsi l'intérêt d'un long recuit pour réduire le gradient, et l'influence d'un recuit rapide pour passer d'une contrainte initialement fortement compressive à un état de contrainte en tension, forte ou faible. Un modèle numérique plus complet représentant les supports est finalement construit pour estimer les risques des différentes options. En prenant en considération notre environnement industriel, nous en déduisons une approche basée sur un recuit traditionnel éventuellement suivi d'un recuit rapide. La mise en pratique dans le procédé complet révèle un comportement réel des structures libérées qui nous est favorable : même sans recuit rapide, peu de dispositifs sont détectés comme défaillants. Pour les autres, nous nous attacherons dans le prochain chapitre à en démontrer leur fonctionnalité, étudier leur comportement et en déduire les principales caractéristiques.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Chapitre 4

Résonateurs en silicium monocristallin fonctionnant sur un mode extensionnel

Les tentatives d'obtenir des résonateurs MEMS en suivant strictement l'ordre et la nature des opérations du procédé PICS ne sont que partiellement satisfaisantes. La fonctionnalité a été avérée mais les performances restent trop faibles pour prétendre remplacer les quartz. Ce constat a conduit à privilégier les performances au détriment de la simplicité de fabrication. Nous nous sommes éloignés du processus standard tout en restant compatible avec les équipements disponibles. Le but était de mettre en oeuvre des géométries de résonateur déjà éprouvées dans cet environnement particulier.

Après avoir présenté l'architecture de nos dispositifs, leurs spécificités et les moyens de mise en oeuvre, nous allons nous intéresser dans ce chapitre à leur comportement. Nous verrons tout d'abord qu'une structure circulaire de référence a été déclinée afin d'estimer l'importance des variations géométriques. Comme précédemment, ce concept de résonateurs fonctionnant sur le premier mode de dilatation a donné lieu à des prototypes que nous avons analysés dans différentes conditions. Par la mise en perspective de ces résultats expérimentaux avec des simulations de diverses natures, nous en déduirons leurs principales caractéristiques. Nous nous intéresserons aux modes propres et aux fréquences en étudiant l'influence des variations de dimensions. Puis en faisant varier la tension de polarisation ou l'amplitude du signal d'actionnement, nous construirons petit à petit son modèle électrique équivalent et observerons des non-linéarités. L'impact des variations environnementales sera ensuite étudié. Ceci nous amènera à observer comment les éléments extérieurs au disque résonant perturbent ses vibrations et sont à l'origine de pertes. La géométrie circulaire a également été déclinée sous forme carrée ; nous en donnerons donc quelques caractéristiques avant de conclure sur l'intérêt porté par ce dernier concept.

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

1 Dispositifs réalisés

L'ensemble du procédé de fabrication a été détaillé dans le chapitre précédent. Nous nous focaliserons ici sur la structure simplifiée qui se compose :

- de la partie vibrante, en silicium monocristallin dopé superficiellement ;
- du transducteur capacitif composé de l'électrode périphérique et d'une lame d'air ;
- du support auquel est suspendue en son centre la partie vibrante.

L'étude porte essentiellement sur une structure type dont les paramètres géométriques ont ensuite été déclinés pour observer leur influence sur les caractéristiques du résonateur.

Vue de face, la partie vibrante prend la forme d'un disque. Le rayon de la structure circulaire de base vaut $100\,\mu\mathrm{m}$ afin d'obtenir une fréquence de vibration de l'ordre de $26\,\mathrm{MHz}$. Nous avons fait varier ce rayon de $50\,\mu\mathrm{m}$ à $120\,\mu\mathrm{m}$. Une fois gravée la couche sacrificielle déposée dans les tranchées, nous obtenons une lame d'air avec une épaisseur valant typiquement $110\,\mathrm{nm}$.

Les variations portent principalement sur le support de la partie résonante. Il est initialement composé de six poutres larges de $20\,\mu\mathrm{m}$ assemblées en étoile. Les branches sont ancrées au substrat et reliées entre-elles au centre du disque résonant. La zone d'adhérence entre le support et le disque prend également une forme circulaire de rayon égal au dixième de la partie vibrante. Pour le disque de base, nous faisons varier le nombre (de 3 à 10) et/ou la largeur des poutres (de 10 à $40\,\mu\mathrm{m}$), ainsi que la surface de la zone d'ancrage (rayon variant de 5 à $20\,\mu\mathrm{m}$). Une option consiste à englober la partie des poutres de support située au-dessus de la partie vibrante dans une membrane la recouvrant entièrement. Nous parlons ici d'option car, étant donné l'intérêt et le risque que représente la membrane (*cf.* paragraphe 1.7, chapitre 3), l'ensemble des variations géométriques appliquées aux résonateurs circulaires est répété avec et sans.

Malgré la planéité des membranes révélée au microscope interférométrique (*cf.* Fig. 3.16), une première série de mesures électriques montrent des performances moindres pour ce type de support : le facteur de qualité est deux à trois fois inférieur à celui mesuré pour les supports de type *poutres*. Pour des raisons probablement liées au manque de maturité du procédé de fabrication, les mesures sont rendues aléatoires par un mauvais contact électrique entre différentes couches structurelles. Nous choisissons donc de centrer nos investigations sur les systèmes les plus prometteurs alors que ceux comportant une membrane devront faire l'objet d'une analyse ultérieure plus approfondie. Une étude des résonateurs circulaires suspendus par des poutres va donc être détaillée dans la suite de ce chapitre.

Une géométrie carrée de largeur variant de 100 à $200\,\mu\mathrm{m}$ a par ailleurs été testée pour quelques dispositifs suspendus par des poutres. Nous en présenterons quelques caractéristiques.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2 Modélisation et caractérisation des résonateurs circulaires

2.1 Fréquences et modes propres

Les éléments théoriques concernant les vibrations d'un disque infiniment fin a été abordé dans le chapitre d'introduction, au paragraphe 2.1.6, d'après les publications [Onoe56] et [Clark05]. Il en est de même pour le transducteur capacitif, au paragraphe 2.2.5. De façon à facilité la compréhension, nous pouvons rappeler les principales relations et notations utilisées dans la suite du chapitre.

Le modèle analytique comprend une plaque circulaire de matériau linéaire élastique et isotrope se déformant suivant le premier mode de dilatation et une force radiale créée en appliquant une tension aux bornes de deux électrodes planes parallèles. Les dimensions caractéristiques et les constantes utilisées pour les matériaux ont pour notation :

- R : rayon du disque ;
- e : épaisseur de la plaque ;
- d : distance initiale séparant les électrodes ;
- S : surface des électrodes, avec $S = 2\pi R \cdot e$;
- $\epsilon_0\epsilon_r$: produit de la permittivité du vide et de la permittivité relative du gaz environnent ;
- E et ν : respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du silicium vu comme un matériau isotrope ;
- ρ : masse volumique du silicium.

On regarde le système dans sa globalité à travers l'équation différentielle d'un système oscillant amorti. Cette équation s'écrit de façon générale sous la forme :

$$m_{eff} \cdot \ddot{r}(t) + \gamma \cdot \dot{r}(t) + k_{eff} \cdot r(t) = F_e(t), \tag{4.1}$$

où

- $r(t)$ exprime le déplacement radial de l'extrémité du disque au cours du temps t ;
- m_{eff} et k_{eff} désignent respectivement la masse et la raideur effectives qui contribuent au système oscillant parfait ;
- γ représente le coefficient d'amortissement ;
- $F_e(t)$ correspond à la force électrostatique dépendant du temps.

Comme nous le reverrons dans la section consacrée à l'influence du signal électrique appliqué au transducteur (paragraphe 2.2), la force électrostatique est la superposition d'une composante fixe positive F_0, et d'une composante temporelle vue en première approximation comme une fonction

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

sinusoïdale de pulsation ω et d'amplitude F_ω telle que

$$F_e(t) = F_0 + F_\omega \cdot sin(\omega t). \tag{4.2}$$

On calcule m_{eff} à partir de la masse réelle du disque, m_0, et d'un coefficient c_m représentant la contribution de chaque élément de volume à l'énergie cinétique totale en fonction de sa vitesse de déplacement. Pour le premier mode de dilatation, on a, avec le coefficient d'onde radial $k_{rad(r,1)} = 2{,}036$ déterminé en paragraphe 2.1.6 et la fonction de Bessel de première espèce J_1 :

$$c_m = \int_0^1 \left(\frac{J_1(\kappa \cdot x)}{J_1(\kappa)} \right)^2 x dx, \text{ avec } \kappa = \frac{k_{rad(r,1)}}{\sqrt{1+\nu^2}}. \tag{4.3}$$

Une fois c_m déterminé numériquement, on peut aisément estimer la masse effective :

$$m_{eff} = c_m \cdot m_0 \text{ avec } \begin{cases} c_m = 0{,}371 \\ m_0 = \rho \cdot \pi R^2 \cdot e \end{cases}. \tag{4.4}$$

La théorie des plaques nous donnait la pulsation ω_0 et la fréquence f_0 de résonance (*cf.* Eq. 1.24) en fonction de la géométrie et des paramètres matériaux :

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{k_{rad(r,1)}}{R} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}. \tag{4.5}$$

Nous pouvons alors en déduire la valeur de la raideur effective :

$$k_{eff} = m_{eff} \cdot \omega_0^2. \tag{4.6}$$

Nous verrons par la suite qu'il existe de nombreuses sources d'amortissement. Déterminer γ analytiquement devient hasardeux. Il est préférable de l'établir expérimentalement à partir du facteur de qualité Q que nous pouvons mesurer, de m_{eff} et k_{eff} :

$$\gamma = \frac{\sqrt{k_{eff} \cdot m_{eff}}}{Q}. \tag{4.7}$$

Un tel système nous permet d'établir dans le domaine fréquentiel, l'amplitude de vibrations autour de la résonance :

$$r(\omega) = \frac{QF_\omega}{k_{eff}} \frac{1}{\sqrt{Q^2 \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}. \tag{4.8}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

avec $\frac{QF_\omega}{k_{eff}} = r_{vib}$ l'amplitude des vibrations à la résonance.

Ces différentes relations conduisent à une première estimation des principaux éléments mécaniques de notre modèle simplifié. Les résultats pour les dimensions de référence sont regroupés dans le tableau 4.1.

Matériau	Dimensions	Modèle
$\rho = 2330\,\mathrm{kg/m^3}$	$R = 100\,\mu\mathrm{m}$	$f_0 = 28{,}0\,\mathrm{MHz}$
$E = 160\,\mathrm{GPa}$	$e = 20\,\mu\mathrm{m}$	$m_{eff} = 0{,}54\,10^{-9}\mathrm{kg}$
$\nu = 0{,}28$		$k_{eff} = 16{,}7\,10^{6}\mathrm{N/m}$

TAB. *4.1* – *Valeurs typiques définissant le matériau et les dimensions du disque résonant qui conduisent à une première estimation des éléments mécaniques du système oscillant.*

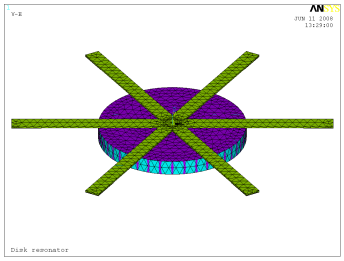
Les hypothèses simplificatrices sont rapidement mises à mal puisque le disque résonant est conçu pour avoir une épaisseur la plus importante possible et est fabriqué dans un matériau anisotrope. La modélisation sera donc affinée *via* des simulations par éléments finis dont le programme de base codé dans `ANSYS` est disponible en annexe (*cf.* Annexe B.3). Le modèle éléments finis générique est formé d'un cylindre en matériau anisotrope constituant la partie fonctionnelle en silicium monocristallin, et d'un assemblage de poutres et de cylindres en matériau isotrope formant le support en polySi (*cf.* modèle maillé en Fig. 4.1a). La couche "PS2" est supposée plane et les variations de topologie (telle l'ouverture "Ox2" permettant le contact entre le support et la partie résonante) sont représentées par un ajout de matière en face inférieure. Les surfaces sont découpées en éléments d'une dizaine de microns et on applique un maillage automatique de taille intermédiaire. L'ancrage du support sur le substrat est effectué en appliquant des déplacements nuls aux extrémités des poutres. Lorsqu'on néglige *a priori* les déformations du support et souhaite réduire le temps de calcul, on fixe également l'ensemble des éléments extérieurs au disque résonant. Les propriétés décrivant les matériaux sont récapitulées dans le tableau 4.2 et le résultat des simulations modales est donné en figure 4.1. Pour les conditions les plus proches de la réalité, Fig. 4.1b montre que les poutres libres subissent des déformations hors-plan de faible amplitude comparé à l'allongement du disque. Fig. 4.1c représente l'approximation de poutres rigides. On note que la fréquence varie de quelques dizaines de kilohertz alors que les déformations du disque restent semblables au cas précédent. C'est pourquoi la majorité des simulations, dont la recherche des autres modes de résonance, est réalisée avec cette simplification. A titre d'exemple, 4.1d illustre le premier mode elliptique que l'on rencontre dans la littérature. 4.1e et 4.1f montrent finalement les modes encadrant la résonance recherchée. Eloignés de plusieurs mégahertz et insensibles au transducteur capacitif périphérique, ils ne représentent *a priori* pas une gêne pour notre système.

© 2009 Tous droits réservés.

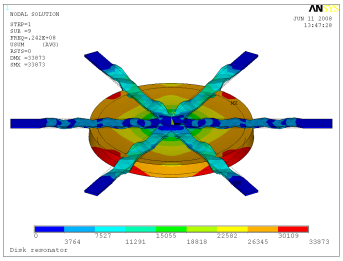
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Matériau	Si **monocristallin**	Si **polycristallin**
Type	anisotropique	isotropique
Masse volumique	$\rho = 2330\,\mathrm{kg/m^3}$	$\rho = 2330\,\mathrm{kg/m^3}$
Raideur à $25\,^\circ\mathrm{C}$	$C_{11} = 166\,\mathrm{GPa}$ - $80\,\mathrm{ppm/^\circ C}$ $C_{12} = 64\,\mathrm{GPa}$ - $115\,\mathrm{ppm/^\circ C}$ $C_{44} = 80\,\mathrm{GPa}$ - $58\,\mathrm{ppm/^\circ C}$	$E = 160\,\mathrm{GPa}$ $\nu = 0{,}28$
Coef. de correction de C_{ij}	$c_E = 0{,}9$	
Coef. de dilat. thermique	$\alpha_T = 2{,}6\,\mathrm{ppm/^\circ C}$	$\alpha_T = 2{,}6\,\mathrm{ppm/^\circ C}$

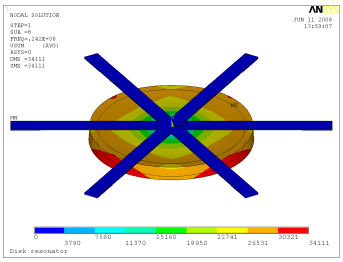
TAB. *4.2* – *Propriétés des matériaux utilisés lors des simulations par éléments finis.*



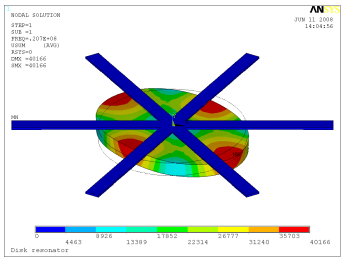
(a) Modèle maillé



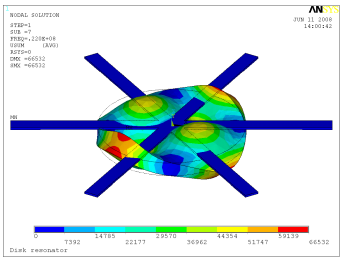
(b) Mode de dilatation (24,2 MHz) en gardant libres les poutres de support.



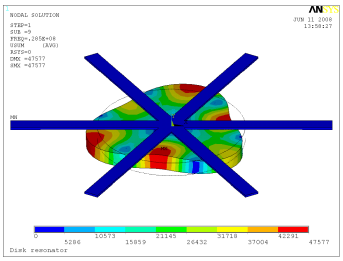
(c) Mode de dilatation (24,2 MHz) en figeant les poutres de support.



(d) Mode elliptique (20,7 MHz) en figeant les poutres de support.



(e) 1er mode précédant le mode de dilatation (22,0 MHz) en figeant les poutres de support.



(f) 1er mode suivant le mode de dilatation (28,5 MHz) en figeant les poutres de support.

FIG. *4.1* – *Simulation des formes propres correspondant aux modes de vibration du résonateur circulaire possédant les dimensions de référence et les propriétés matériaux de Tab. 4.2.*

Le modèle éléments finis qui nous a servi à dimensionner nos dispositifs est à mettre en perspective avec les résonateurs que nous avons pu mesurer sur deux échantillons de plaque référencés "ENG432-09-D02" et "ENG432-10-D02". La fréquence de résonance des structures circulaires de rayon $100\,\mu\mathrm{m}$ supportées par des poutres (sans membrane) a été mesurée dans l'air en appliquant une tension de polarisation de $5\,\mathrm{V}$ superposée à une tension d'actionnement de $100\,\mathrm{mV}$. Comme présenté plus en détail dans le tableau 4.3, la fréquence moyenne mesurée se situe vers $24\,\mathrm{MHz}$ avec une variation de $0{,}3\,\%$ entre les deux échantillons qui correspondent en fait à deux procédés de dépôt de la couche "PS2". On ne remarque pas de tendance particulière concernant la déviation de f_0 en fonction

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

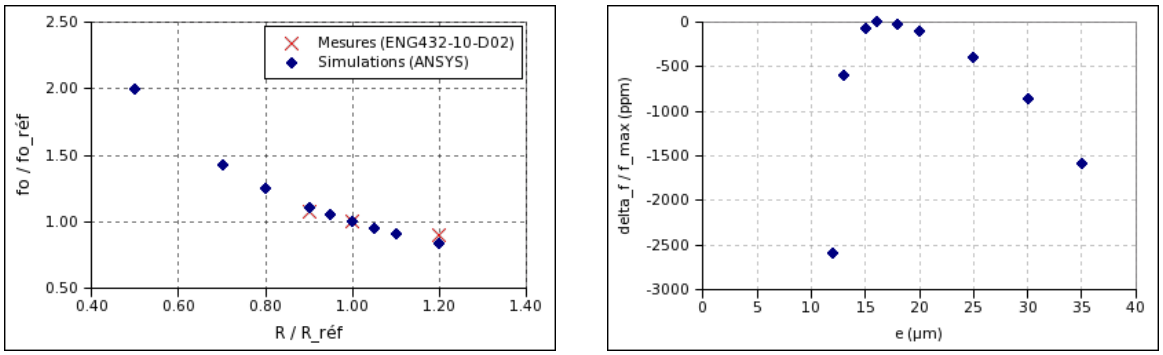
Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

du nombre et de la largeur des poutres de support ou de leur surface d'ancrage sur le substrat.

Echantillon	**"ENG432-09-D02"**	**"ENG432-10-D02"**
Nb. de rés. mesurés	10	15
Fréq. moyenne	23,983 MHz	24,055 MHz
Déviation standard	0,18 %	0,22 %

TAB. 4.3 – *Précision de la fréquence de résonance mesurée pour 10 et 15 résonateurs provenant de deux plaques de silicium différentes.*

L'écart entre les résonances mesurées et les simulations modales est corrigé en introduisant un coefficient de correction $c_E = 0{,}9$ appliqué à l'ensemble des paramètres C_{ij} constituant la matrice de raideur du silicium monocristallin, tel que $C'_{ij} = c_E \cdot C_{ij}$. Ceci nous permet d'observer l'influence des dimensions du disque sur sa fréquence d'oscillation en collant davantage à la réalité. Les variations du rayon R autour de la valeur de référence nous montre que la prise en compte de l'épaisseur ne modifie pas la dépendance de f_0 avec $1/R$ (*cf.* Fig. 4.2a). Il est également intéressant de regarder dans quelle proportion la résonance dépend de l'épaisseur e. On observe une fréquence maximum pour une épaisseur de $16\,\mu\text{m}$; cette valeur sera prise comme référence dans la figure 4.2b pour le calcul des variations relatives. Cette épaisseur fait apparaître des déformations hors-plan produites par l'ancrage supérieur. Ce phénomène s'accentue très rapidement pour une finesse supérieure, ce qui a pour effet de réduire fortement la fréquence de résonance. Lorsque l'épaisseur augmente, on note une diminution plus progressive des variations fréquentielles ; les simulations donnent typiquement une baisse de $0{,}1\,\%$ de f_0 si on double l'épaisseur.



(a) Variation de R pour $e = 20\,\mu\text{m}$ (fo_{ref} pour $R_{ref} = 100\,\mu\text{m}$)

(b) Variation de e pour $R = 100\,\mu\text{m}$ (f_{max} pour $e_{ref} = 16\,\mu\text{m}$)

FIG. 4.2 – *Simulation des variations de la fréquence propre recherchée en fonction des variations du rayon R ou de l'épaisseur e du disque résonant.*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2 Influence des niveaux de tension

Les mesures électriques sont effectuées en appliquant un signal $U(t)$ aux bornes du résonateur, t désignant le temps. Il est la superposition d'une tension de polarisation U_{DC} et d'un signal d'actionnement sinusoïdal $u_{ac}(t)$, d'amplitude U_{ac} et de pulsation ω :

$$U(t) = U_{DC} + u_{ac}(t) = U_{DC} + U_{ac} \cdot \sin(\omega t). \tag{4.9}$$

Le signal est en fait appliqué entre le disque résonant et l'électrode périphérique. On note $C(t)$ la capacité formée par le transducteur électrostatique et $r(t)$ la variation de rayon du disque telle que $r(t) > 0$ en phase d'expansion. Au repos ($r(t) = 0$), la capacité statique C_0 pour une permittivité $\epsilon_0\epsilon_r$ vaut :

$$C_0 = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d}. \tag{4.10}$$

Au cours du temps, la distance séparant les électrodes devient $d - r(t)$, d'où la valeur de $C(t)$:

$$C(t) = \epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d} \frac{1}{1 - \frac{r(t)}{d}} = C_0 \frac{1}{1 - \frac{r(t)}{d}}. \tag{4.11}$$

Suivant le principe expliqué au chapitre 1 (*cf.* paragraphes 2.2.5 et 2.2.6), $U(t)$ génère une force électrostatique $F_e(t)$ dirigée vers l'extérieur du disque, de valeur

$$F_e(t) = \frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r U(t)^2 \frac{S}{d^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{r(t)}{d}\right)^2}. \tag{4.12}$$

Dans la suite du chapitre, nous n'avions conservé que le terme d'ordre zéro de la décomposition de $F_e(t)$ en série de Taylor, de même que le terme en u_{ac}^2 provenant de $U(t)^2$ avait était négligé. Ceci avait permis d'établir un circuit électrique RLC équivalent pour le mode petit-signal. Puis au chapitre 2, paragraphe 1.2.3, nous avons construit un modèle électrique équivalent plus complexe s'affranchissant de ces approximations.

Il est également courant d'adopter la démarche inverse et d'observer l'influence de la tension de polarisation en se plaçant dans le domaine mécanique. Il faut pour cela étendre la série de Taylor à l'ordre supérieur. Comme nous le verrons ensuite, des termes de non-linéarité électrique apparaissent en diminuant encore le rang de l'approximation.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.2.1 Raideur électrostatique

Développons Eq. 4.12 en série de Taylor et conservons les termes dépendant de t du premier ordre. On considère également que $U_{ac} \ll U_{DC}$:

$$F_e(t) = \frac{1}{2}\epsilon_0\epsilon_r \frac{S}{d^2}\left\{U_{DC}^2\left(1+2\frac{r(t)}{d}\right)+2U_{DC}\cdot u_{ac}(t)\right\}. \tag{4.13}$$

Le coefficient de couplage électromécanique η permet de réduire les écritures.

$$\eta = \epsilon_0\epsilon_r U_{DC}\frac{S}{d^2} = C_0\frac{U_{DC}}{d}. \tag{4.14}$$

La combinaison des relations 4.1, 4.13 et 4.14 conduit à l'équation différentielle

$$m_{eff}\cdot\ddot{r}(t)+\gamma\cdot\dot{r}(t)+\left(k_{eff}-\eta\frac{U_{DC}}{d}\right)\cdot r(t) = \frac{1}{2}\eta\cdot U_{DC}+\eta\cdot u_{ac}(t). \tag{4.15}$$

Le terme positif $\eta\frac{U_{DC}}{d}$, noté k_{e0} et appelé *raideur électrostatique*, provient de la tension de polarisation et tend à réduire la raideur du système. La conséquence en est une variation Δf de la fréquence de résonance :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \sqrt{1-\frac{k_{e0}}{k_{eff}}}-1 \approx -\frac{1}{2}\frac{k_{e0}}{k_{eff}}. \tag{4.16}$$

D'un point de vue électrique, il provient de la relation 4.14 et du circuit RLC équivalent (où C_m désigne la capacité motionelle) :

$$\frac{k_{e0}}{k_{eff}} = \frac{C_m}{C_0}. \tag{4.17}$$

Une série de mesures à pression atmosphérique permet d'évaluer graphiquement la dépendance de la fréquence de résonance à la tension de polarisation. Le dispositif testé possède les dimensions de référence. Des mesures d'impédance à la résonance pour différentes tensions de polarisation sont présentées en Fig. 4.4. La figure 4.3 montre que la fréquence peut effectivement s'écrire sous la forme

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\alpha U_{DC}^2 \tag{4.18}$$

avec ici $\alpha = 2\,10^{-6}/\mathrm{V}^2$ et $f_0 = 24\,\mathrm{MHz}$. Les variations de la fréquence propre demeurent faibles ; l'écart relatif n'est que de $50\,\mathrm{ppm}$ entre 0 et $5\,\mathrm{V}$. Les mesures révèlent par ailleurs une bonne stabilité du facteur de qualité : $12\,700 \pm 300$.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

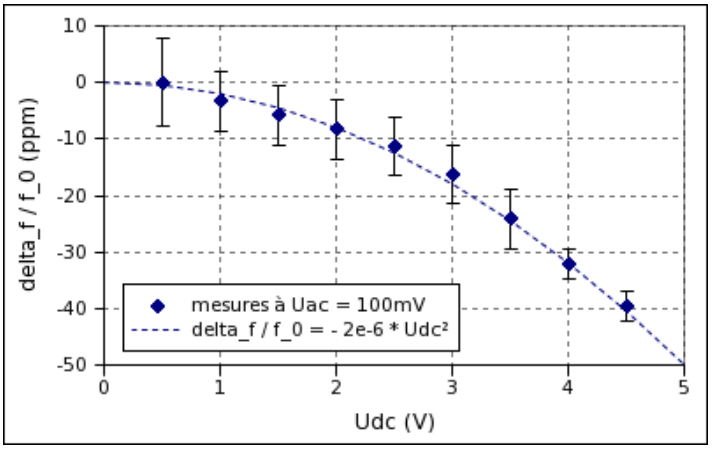


FIG. 4.3 – *Dépendance de la fréquence de résonance avec U_{DC}^2. (Mesures réalisées dans l'air sur un résonateur circulaire de rayon $100\,\mu\mathrm{m}$ suspendu par 6 poutres, pour une tension d'actionnement de $100\,\mathrm{mV}$.)*

2.2.2 Variations de l'amplitude des pics

Replaçons-nous dans le domaine électrique avec le circuit RLC équivalent (*cf.* chapitre 1, paragraphe 2.2.6). L'impédance équivalente Z a été établie pour une pulsation ω :

$$Z(\omega) = \frac{1}{\jmath\omega C_p} \frac{(\omega_0^2 - \omega) + \jmath\frac{R_m}{L_m}\omega}{(\omega_p^2 - \omega) + \jmath\frac{R_m}{L_m}\omega}. \tag{4.19}$$

On retrouve le fait que la branche motionelle module l'impédance Z_0 vue aux bornes du circuit lorsqu'il n'y a pas de vibration, avec $Z_0(\omega) = \frac{1}{\jmath\omega C_p}$. On note ici ω_m la pulsation telle que le module devient équivalent à celui de la branche parallèle :

$$|Z(\omega_m)| = \frac{1}{\omega_m C_p}. \tag{4.20}$$

Il suit de Eq. 4.19 et Eq. 4.20 que cela se produit pour $|\omega_0^2 - \omega| = |\omega_p^2 - \omega|$, c'est-à-dire pour

$$\omega_m^2 = \frac{\omega_0^2 + \omega_p^2}{2} = \omega_0^2 \left(1 + \frac{C_m}{2C_p}\right). \tag{4.21}$$

Cette pulsation correspond en fait à la résonance que nous mesurons électriquement par un pic de phase. Sa valeur peut alors être calculée. Après transformation de Eq. 4.19 sous la forme simplifiée

$$Z(\omega_m) = \frac{-1}{\jmath\omega_m C_p} \frac{(a - \jmath b)^2}{a^2 + b^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a = \frac{C_m}{2C_p}\omega_0^2 \\ b = \frac{R_m}{L_m}\omega_m, \end{cases} \tag{4.22}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

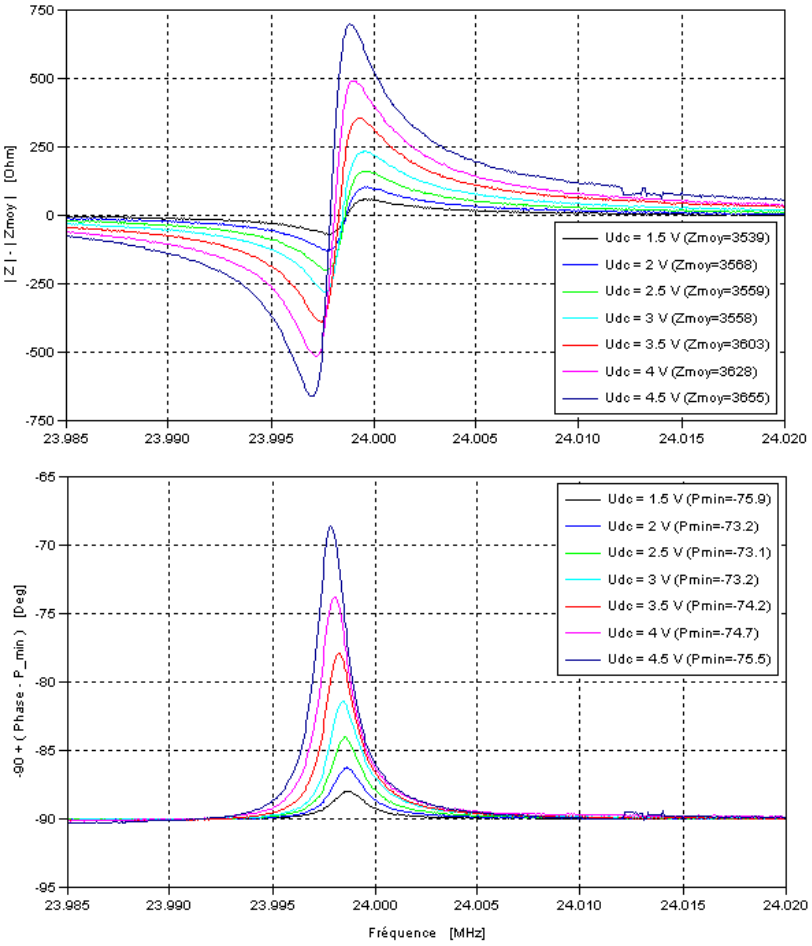


FIG. *4.4* – *Spectre des variations de l'impédance Z vue en amplitude et en phase pour différentes tensions de polarisation U_{DC}. (Mesures réalisées dans l'air sur un résonateur circulaire de rayon* $100\,\mu\mathrm{m}$ *suspendu par 6 poutres, pour une tension d'actionnement de* $100\,\mathrm{mV}$*.)*

on détermine la phase (en radian) :

$$\begin{aligned} \angle Z(\omega_m) &= \arctan\left(\tfrac{a^2-b^2}{2ab}\right) \\ &= -\tfrac{\pi}{2} + \arctan\left(\frac{2\frac{a}{b}}{1-\left(\frac{a}{b}\right)^2}\right) \\ \text{avec } \tfrac{a}{b} &= \tfrac{1}{2\omega_m C_p R_m}. \end{aligned} \tag{4.23}$$

Par un développement limité d'ordre deux pour $\frac{a}{b} \ll 1$, on obtient alors une approximation du pic de phase, noté $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \angle Z(\omega_m) - \angle Z(0) \approx \frac{1}{\omega_m C_p R_m}\left(1 + \frac{1}{(2\omega_m C_p R_m)^2}\right). \tag{4.24}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

En première approximation, puisque $R_m = \frac{\gamma}{\eta^2}$, nous remarquons que le pic de phase est proportionnel à U_{DC}^2. Appelons τ ce coefficient de proportionnalité.

Nous pouvons appliquer une démarche identique pour approcher les extrema de $|Z(\omega)|$ autour de ω_m. Les pulsations des extrema sont déterminées en faisant l'hypothèse que $\frac{1}{j\omega C_p}$ reste à peu près constant et que les variations d'amplitude sont essentiellement dues au second terme de Eq. 4.19. Tout calcul fait avec cette hypothèse et en remarquant que $\frac{1}{\omega_0}\frac{R_m}{L_m} = \frac{1}{Q}$, on obtient les pulsations :

$$\omega_{ext}^2 = \omega_m^2 \left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{Q^2}\left(\frac{\omega_m}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{C_m}{2C_p}\right)^2 \left(\frac{\omega_m}{\omega_0}\right)^4}\right) \tag{4.25}$$

$$\approx \omega_m^2 \left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{Q^2} + \left(\frac{C_m}{2C_p}\right)^2}\right). \tag{4.26}$$

Tant que $\frac{C_m}{2C_p} \ll \frac{1}{Q}$, on retient les approximations du module minimum et maximum, respectivement noté ω_{min} et ω_{max} :

$$\omega_{min} \approx \omega_m \left(1 - \frac{1}{2Q}\right), \tag{4.27}$$

$$\omega_{max} \approx \omega_m \left(1 + \frac{1}{2Q}\right). \tag{4.28}$$

L'évaluation du facteur de qualité peut donc se faire à partir de la relation $Q = \dfrac{\omega_{max} - \omega_{min}}{\omega_m}$.

En reprenant le résultat de Eq. 4.26, en l'introduisant dans Eq. 4.19 et en effectuant des développements limités à l'ordre 2, on détermine les extrema $|Z(\omega)_{ext}|$:

$$|Z(\omega_{ext})| = \frac{1}{\omega_{ext} C_p}\left(1 \pm Q\frac{C_m}{2C_p} + \frac{1}{2}\left(Q\frac{C_m}{2C_p}\right)^2\right). \tag{4.29}$$

Après un nouveau développement limité sur ω_{ext}, on obtient une approximation de la variation de module noté ΔZ :

$$\Delta Z = |Z(\omega_{max})| - |Z(\omega_{min})| \approx \frac{Q}{\omega_m C_p}\left(\frac{C_m}{C_p} - \frac{1}{Q^2} - \left(\frac{C_m}{2C_p}\right)^2\right). \tag{4.30}$$

De même que pour $\Delta\phi$, nous pouvons noter qu'en première approximation ΔZ est proportionnelle à U_{DC}^2 car $C_m = \frac{\eta^2}{k_{eff}}$. Soit β le coefficient de proportionnalité.

En résumé nous obtenons le couple de relations par développement limité d'ordre zéro pourvu

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

que $\omega_m C_p R_m \gg 1$:

$$\Delta\phi \approx \frac{1}{\omega_m C_p R_m} = \tau U_{DC}^2, \tag{4.31}$$

$$\Delta Z \approx \frac{1}{\omega_m C_p} Q \frac{C_m}{C_p} = \beta U_{DC}^2 \tag{4.32}$$

$$\approx \frac{1}{\omega_m^2 C_p^2 R_m} = \beta U_{DC}^2, \tag{4.33}$$

et remarquons que les variations d'amplitudes sont directement liées aux valeurs de C_p et R_m ; plus elles sont grandes, moins la résonance sera visible. Le rapport des expressions 4.31 et 4.33 donne alors :

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta Z} = \frac{\tau}{\beta} \approx \omega_m C_p. \tag{4.34}$$

L'acquisition des spectres d'impédance à différentes tensions de polarisation permet donc d'établir une valeur moyenne de la capacité parallèle C_p pour le circuit RLC équivalent, avec

$$C_p = \frac{1}{\omega_m} \frac{\tau}{\beta}. \tag{4.35}$$

C_p diffère de la capacité statique C_0 du transducteur capacitif dans le sens où la capacité mesurée ici tient compte d'une capacité parallèle parasite C_{pp}. Celle-ci provient en partie du circuit électromécanique, mais surtout des connexions, du câblage et de l'appareil de mesure.

Cette méthode a été appliquée pour un dispositif caractérisé à pression atmosphérique. Les dimensions sont celles de référence. La figure 4.5 présente les variations d'amplitude du module et de la phase à la résonance pour différentes tensions de polarisation. On vérifie que $\Delta\phi$ et ΔZ dépendent majoritairement de U_{DC}^2 et on détermine les coefficients : $\tau = 1°/\mathrm{V}^2$ et $\beta = 63\,\Omega/\mathrm{V}^2$. Puis on calcule la capacité parallèle globale à partir de la fréquence de résonance mesurée à $24{,}0\,\mathrm{MHz}$: $C_p = 1{,}8\,\mathrm{pF}$.

Les courbes de Fig. 4.3 et Fig. 4.5 ainsi que la combinaison des relations 4.16, 4.17, 4.18, 4.31 et 4.32 nous permettent ensuite de retrouver les éléments du modèle mécanique ou de son équivalent électrique. C'est ce que nous nous attacherons à faire dans la suite de cette section.

Nous déduisons de Eq. 4.16, Eq. 4.17 et Eq. 4.18 la relation entre la déviation de fréquence et les capacités C_m et C_0 :

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx -\frac{1}{2}\frac{C_m}{C_0} = -\alpha U_{DC}^2. \tag{4.36}$$

On déduit du rapport entre $\frac{\Delta f}{f_0}$ et ΔZ la valeur de C_O en fonction des mesures et des éléments

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

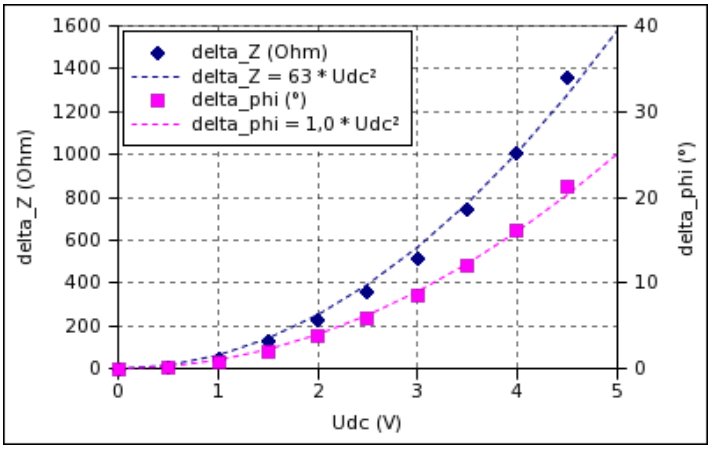


FIG. 4.5 – *Dépendance de $\Delta\phi$ et ΔZ avec U_{DC}^2. (Mesures réalisées dans l'air sur un résonateur circulaire de rayon $100\,\mu\mathrm{m}$ suspendu par 6 poutres, pour une tension d'actionnement de $100\,\mathrm{mV}$.)*

déterminés précédemment :

$$C_0 = \frac{\omega_m C_p^2}{2Q}\frac{\beta}{\alpha}. \tag{4.37}$$

Dans le cas du dispositif que nous caractérisons, le facteur de qualité moyen étant mesuré à $12\,700$, on calcule $C_0 = 0{,}6\,\mathrm{pF}$.

Afin de s'affranchir de la dépendance des éléments motionnels du circuit électrique avec U_{DC}, nous repassons dans le domaine mécanique et obtenons dans un premier temps :

$$\Delta\phi \approx \frac{C_0^2}{\omega_m C_p \gamma d^2} U_{DC}^2 = \tau U_{DC}^2. \tag{4.38}$$

Ce qui conduit à la valeur du coefficient d'amortissement γ :

$$\gamma = \frac{C_0^2}{\omega_m C_p d^2}\frac{1}{\tau}. \tag{4.39}$$

Il est alors nécessaire de connaître la distance d séparant les électrodes. Pour $d = 110\,\mathrm{nm}$, nous calculons $\gamma = 6{,}3$.

Puis de Eq. 4.36 :

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx -\frac{1}{2}\frac{C_0}{d^2 k_{eff}} U_{DC}^2 = -\alpha U_{DC}^2, \tag{4.40}$$

et donc la raideur effective se calcule par :

$$k_{eff} = \frac{1}{2}\frac{C_0}{d^2}\frac{1}{\alpha}. \tag{4.41}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Pour notre application numérique, nous obtenons $k_{eff} = 12{,}6\,10^{6}\mathrm{N/m}$.

Et finalement, nous estimons $m_{eff} = 0{,}55\,10^{-9}\mathrm{kg}$, simplement à partir de :

$$m_{eff} = \frac{k_{eff}}{\omega_m^2}. \tag{4.42}$$

En résumé, grâce aux mesures électriques de l'impédance autour de la résonance pour différentes tensions de polarisation, nous avons tout d'abord vérifié que notre système vérifiait bien la théorie et qu'aucun phénomène particulier n'entravait son bon fonctionnement. L'équivalence entre le domaine électrique et le domaine mécanique nous a ensuite permis d'extraire les valeurs des principales caractéristiques électriques et mécaniques du résonateur. Ces données sont récapitulées dans le tableau 4.4. Les mesures étant sensibles certains paramètres extérieurs mal contrôlés (typiquement les éléments parasites apportés par le circuit de mesure et les contacts électriques entre les pointes en tungstène et les plots en polySi), nous avons préféré construire notre modèle à partir de mesures relatives. C'est-à-dire que nous nous sommes intéressés aux variations apportées par l'augmentation de la tension de polarisation plutôt que d'essayer d'extraire systématique les paramètres équivalents et risquer d'obtenir d'importantes différences entre deux mesures successives.

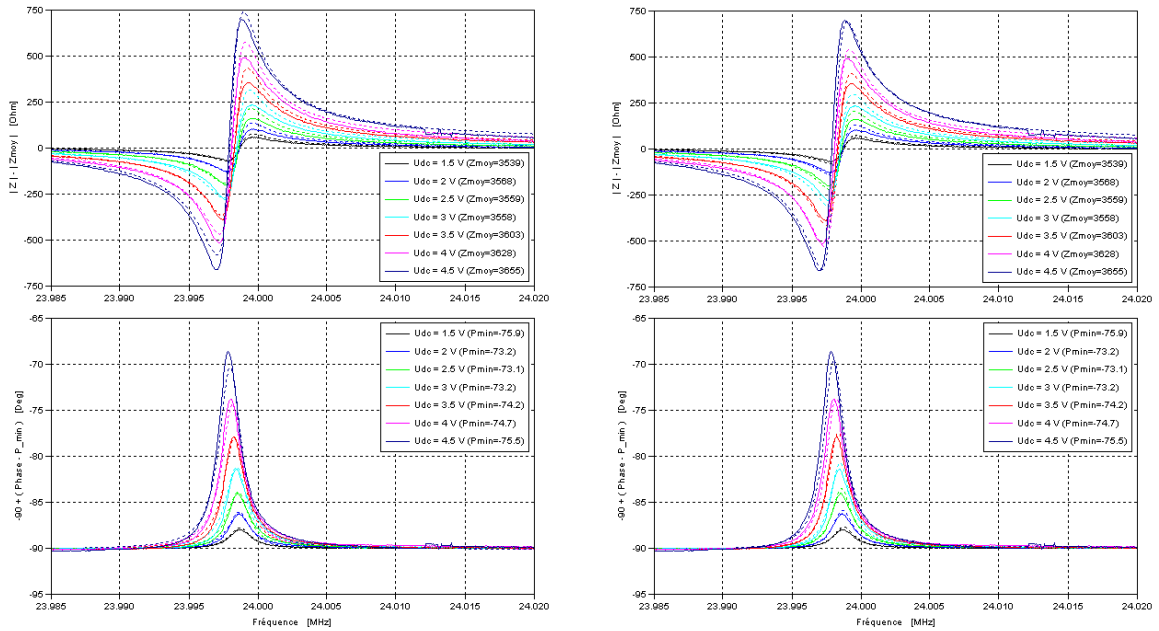
Mesures dans l'air	**Calculs** avec $d = 110\,\mathrm{nm}$	
f_0 = 24,0 MHz	C_p = 1,8 pF	$\gamma = 6{,}5\,10^{-6}$
Q = 12 700	C_0 = 0,6 pF	$k_{eff} = 12{,}6\,10^{6}\mathrm{N/m}$
		$m_{eff} = 0{,}55\,10^{-9}\mathrm{kg}$

TAB. *4.4* – *Résumé des principaux éléments caractéristiques du modèle électromécanique d'un résonateur circulaire fonctionnant à pression ambiante.*

Au final, les données extraites sont introduites dans le modèle élaboré sous `ADS` (*cf.* schémas électriques Fig. 2.5 et Fig. 2.6) afin de visualiser l'ensemble des variations et les comparer aux mesures (*cf.* Fig. 4.6). Les variations de fréquences sont très bien représentées par le modèle, mais outre de plus faibles valeurs de ΔZ et $\Delta\phi$ visibles sur Fig. 4.6a, on remarque un décalage des extrema d'amplitudes. Ceci suggère la présence effective d'éléments électriques parasites. Une résistance parasite de $40\,\mathrm{k}\Omega$ ajoutée en parallèle du circuit améliore considérablement notre modèle, comme l'illustre Fig. 4.6b après avoir également corrigé le facteur de qualité de $+7\,\%$.

Nous pouvons parallèlement remarquer l'imprécision de certaines approximations. Les mesures divergent des modèles analytiques lorsque la tension de polarisation approche $5\,\mathrm{V}$ (*cf.* Fig. 4.3 et Fig. 4.5). D'une part une approximation du premier ordre dans les calculs que nous avons développés devient insuffisante. D'autre part, le modèle électromécanique initial régi par l'équation différentielle

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl



(a) Modèle issu de Tab. 4.4 **(b)** Modèle corrigé

FIG. 4.6 – *Comparaison entre le modèle ADS (...) et les mesures (–). L'ajout d'une résistance parallèle de* $40\,\mathrm{k}\Omega$ *et une augmentation de* $7\,\%$ *du facteur de qualité améliorent nettement la correspondance du modèle avec les mesures.*

4.15 ne tient pas compte d'effets non-linéaires qui apparaissent pour des amplitudes de vibrations plus grandes. Intéressons-nous à présent à ces effets.

2.2.3 Non-linéarités

Selon Kaajakari *et al.* , deux types de non-linéarités peuvent apparaître lorsque l'amplitude des vibrations croît [Kaajakari04a, Kaajakari05] :

- Les non-linéarités *mécaniques* : elles proviennent des caractéristiques du matériau qui elles-mêmes sont non-linéaires et des contraintes tridimentionnelles négligées dans le modèle de déformations planes. Ces non-linéarités *matérielles* et *géométriques* peuvent être regroupées dans le modèle du module d'Young qui a été écrit sous la forme $E\left(1+E_1\delta+E_2\delta^2\right)$ où δ désigne la déformation.
- Les non-linéarités *électriques* : elles sont issues de la capacité variable du transducteur électrostatique qui varie en $\frac{1}{d-r(t)}$.

Au niveau du modèle analytique Eq. 4.1, ces non-linéarités se traduisent par des termes proportionnels à $r(t)$ et à $r(t)^2$. En d'autres termes, nous pouvons décomposer les raideurs *mécanique* k_m et *électrostatique* k_e sous forme polynomiale en se limitant à l'ordre deux. Le résultat s'écrit de façon

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

générique sous la forme :

$$k_m = k_{eff}\left(1 + k_{m1}\cdot r(t) + k_{m2}\cdot r(t)^2\right), \tag{4.43}$$

$$k_e = k_{e0}\left(1 + k_{e1}\cdot r(t) + k_{e2}\cdot r(t)^2\right), \tag{4.44}$$

avec $k_{m1} = \frac{E_1}{R}$, $k_{m2} = \frac{E_2}{R^2}$, $k_{e1} = \frac{3}{2}\frac{1}{d}$ et $k_{e2} = \frac{1}{2}\frac{1}{d^2}$. Dans leur modèle de plaque en silicium cristallin, Kaajakari *et al.* prennent pour valeurs $E_1 = -2{,}8$ et $E_2 = -8{,}3$ [Kaajakari04a]. Ces données et les valeurs numériques concernant notre résonateur de référence démontrent que les non-linéarités mécaniques dominent : pour une tension de polarisation $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$, nous avons $k_{eff}\cdot k_{m1} = 350\,10^9\mathrm{N/m^2}$ et $k_{e0}\cdot k_{e1} = 17\,10^9\mathrm{N/m^2}$.

Graphiquement, les non-linéarités se traduisent par une distorsion du spectre autour de la résonance. Amplitude et phase se dissymétrisent, éventuellement avec l'apparition d'un phénomène d'hystérésis lorsque les amplitudes dépassent un certain seuil. La théorie reprise par Kaajakari *et al.* est basée sur la résolution de l'équation différentielle d'un système libre non-amorti, où la raideur vaut $k_{tot} = k_m - k_e$ et pour laquelle la solution $r(t)$ est décomposée en série de Fourier. Ils en déduisent que la pulsation propre varie en fonction de l'amplitude des vibrations et des coefficients non-linéaires de la raideur. En négligeant les non-linéarités électrostatiques, la relation devient :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \kappa r_{vib}^2, \text{ avec } \kappa = \frac{3}{8}k_{m2} - \frac{5}{12}k_{m1}^2. \tag{4.45}$$

Puisque k_{m2} est négatif, le décalage se produit vers les fréquences basses. La nouvelle pulsation propre calculée en Eq. 4.45 et valant $\omega_0' = \omega_0(1 + \kappa r_{vib}^2)$, est introduite dans l'équation 4.8 afin de modéliser le spectre d'amplitude des oscillations r_{vib} autour de la résonance.

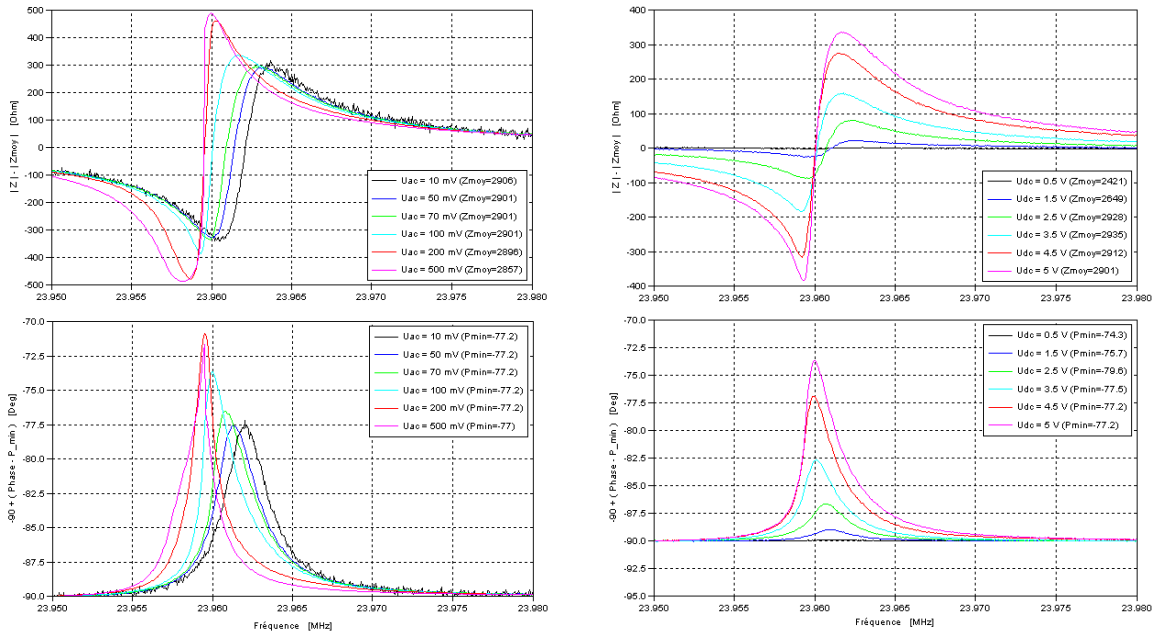
Sur le même principe, nous pouvons reprendre la formulation de Z_ω (*cf.* Eq. 4.19) en remplaçant ω_0 par ω_0' dans le but de comprendre l'impact des distorsions sur l'impédance. Les variations liées à une augmentation de la tension de polarisation ont été traitées dans le chapitre précédent dans le cas du régime linéaire. Si on augmente uniquement la tension d'excitation tout en restant dans ce régime, η n'étant pas modifié, R_m, C_m et L_m non plus, l'impédance demeure inchangée. En revanche, un accroissement de l'une des tensions provoque une amplification des vibrations, au risque de passer dans un régime anharmonique. En effet, les non-linéarités de la raideur k_{tot} se répercutent sur la capacité motionelle C_m et déforment le spectre d'impédance.

C'est ce que nous pouvons observer à travers la figure 4.7 qui présente le spectre en amplitude et en phase pour différentes tensions d'actionnement et de polarisation. Le résonateur mesuré à pression

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

atmosphérique possède les dimensions standards. Lorsque le signal d'actionnement varie de $10\,\mathrm{mV}$ à $200\,\mathrm{mV}$, le haut du pic de phase se décale progressivement vers la gauche. Le phénomène d'hystérésis rend le pic plus étroit car l'acquisition des données est réalisée par l'incrémentation des fréquences de mesure. Pour un signal d'actionnement supérieur à $200\,\mathrm{mV}$, la déformation s'accentue avec une seconde singularité qui tend à décaler le haut du pic vers les fréquences plus hautes. Les éléments théoriques présentés jusqu'ici n'expliquent pas à eux seuls les distorsions visibles en Fig. 4.7. D'autant plus que le lecteur ne manquera pas de constater une augmentation significative de la valeur des extrema (pour le module et la phase) lorsque le signal de stimulation passe de $50\,\mathrm{mV}$ à $200\,\mathrm{mV}$. Il pourra également comparer les figures 4.7b et 4.4 et voir qu'il existe des non-linéarités pour le résonateur de ce chapitre alors qu'aucune n'est visible pour l'autre dispositif de mêmes dimensions. Une estimation pour ce dernier révèle d'ailleurs que le phénomène d'hystérésis dû aux non-linéarités mécaniques commencerait à apparaître pour une amplitude de vibration d'environ $300\,\mathrm{nm}$. Les distorsions existant en Fig. 4.7 pourraient davantage provenir d'un défaut de symétrie apparu lors de la fabrication (soit de l'élément résonant, soit de l'espacement entre les électrodes), ou bien d'imperfections dans le réseau cristallin.



(a) Variation de U_{ac} à $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$

(b) Variation de U_{DC} à $U_{ac} = 100\,\mathrm{mV}$

FIG. 4.7 – *Spectre des variations de l'impédance Z vue en amplitude et en phase. (Mesures réalisées dans l'air sur un résonateur circulaire de rayon $100\,\mu\mathrm{m}$ suspendu par 6 poutres.)*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.3 Influence de la température

Les variations de température influencent la géométrie et les propriétés des matériaux. Le coefficient de dilatation thermique du silicium, noté α_T, quantifie la variation relative des dimensions de la partie vibrante. Pour le rayon R du disque et la température noté T, cela s'écrit :

$$\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} = \alpha_T. \tag{4.46}$$

A masse constante, le changement de volume se répercute par une variation opposée de la masse volumique ρ, de valeur $-3\alpha_T$:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial T} = -3\alpha_T. \tag{4.47}$$

L'élasticité est également dépendante de la température. Si on note α_E le coefficient de température du module d'Young E, la variation s'écrit

$$\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial T} = \alpha_E. \tag{4.48}$$

En reprenant une formule simplifiée identique à Eq. 1.28 reliant la fréquence propre f aux dimensions et propriétés matériaux, puis en la dérivant par rapport à la température, nous obtenons le décalage en fréquence dû aux variations de température :

$$\frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial T} + \frac{1}{2}\frac{1}{E}\frac{\partial E}{\partial T} - \frac{1}{2}\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial T} \tag{4.49}$$

$$= \frac{1}{2}\alpha_T + \frac{1}{2}\alpha_E. \tag{4.50}$$

Le silicium possède un faible coefficient de dilatation de $2{,}6\,\mathrm{ppm/°C}$ à $25\,°\mathrm{C}$. La déviation de fréquence est principalement due aux variations d'élasticité qui ont été mesurées suivant différentes techniques entre -52 et $-103\,\mathrm{ppm/°C}$ [Bourgeois97]. L'impact du dopage reste négligeable. Suivant ces valeurs et Eq. 4.50, nous pouvons anticiper une variation de fréquence de l'ordre de -25 et $-50\,\mathrm{ppm/°C}$. L'état de l'art montre que la dérive réelle est souvent plus faible : elle a été mesurée à $-16\,\mathrm{ppm/°C}$ sur des résonateurs circulaires en polySi fonctionnant sur le premier mode de dilatation [Wang03, Clark05], et à $-26\,\mathrm{ppm/°C}$ pour des résonateurs fabriqués en silicium monocristallin vibrant sur le premier mode elliptique [Pourkamali04].

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

2.4 Influence du milieu gazeux

Un solide en mouvement dans un fluide lui communique de l'énergie par collision ou par frottement. Au niveau microscopique, lorsque la vitesse normale est suffisamment élevée compte tenu de la viscosité du fluide, la surface du solide rentre en contact avec les molécules du fluide et leur transfère une énergie cinétique. Au niveau macroscopique, de par les frottements à l'interface et dans le milieu visqueux, le solide en mouvement déplace avec lui un film de fluide et génère des radiations acoustiques.

La proximité d'une surface fixe parallèle à la surface mobile est un cas particulier que l'on retrouve pour les microsystèmes à transducteur capacitif. Dans le cas d'un déplacement normal, les molécules qui rentrent en collision avec la paroi mobile peuvent rebondir puis de nouveau être accélérées. Ce phénomène reste souvent négligeable devant l'effet de *pincement*. En effet, les variations du volume compris entre les deux surfaces provoquent une variation de pression ainsi qu'un déplacement latéral du fluide qui est chassé ou aspiré. Deux réactions coexistent alors : le fluide compressible s'oppose au mouvement normal de la surface mobile et les parois s'opposent au mouvement tangentiel du fluide. Si la surface mobile se déplace avec une faible vitesse, les variations de pression restent faibles. L'effet dominant est un amortissement visqueux produit par l'écoulement. Dans le cadre d'un mouvement rapide de la surface mobile, l'inertie du fluide rend son déplacement difficile. Celui-ci reste confiné entre les deux parois et, sous l'effet des variations de pression, augmente la raideur du système global [Mehner98]. Lorsqu'il y a un déplacement tangentiel des surfaces en regard, le frottement entre la surface mobile et le fluide visqueux génère une force latérale qui s'oppose au déplacement. Cette force est proportionnelle à la vitesse du solide et d'autant plus grande que les surfaces sont proches [Veijola01]. D'après la configuration de nos résonateurs vibrant sur le mode de dilatation, nous sommes en présence d'un déplacement normal des flancs de la partie résonante par rapport à l'électrode fixe, ainsi que d'un déplacement tangentiel de la face supérieure sous les poutres ou la membrane de support. Dans un milieu gazeux, le second phénomène reste négligeable.

De façon générale, l'action du fluide se modélise par une force complexe F_{air} proportionnelle à la vitesse de déplacement $\dot{r}$ de la surface mobile : $F_{air} = -\gamma_c \dot{r}$ où γ_c représente le coefficient d'amortissement complexe. Or, le déplacement r est sinusoïdal de pulsation ω_0. Nous pouvons donc récrire F_{air} en la somme de deux termes proportionnels à $\dot{r}$ et r, respectivement de coefficients réels γ_{air} et k_{air} :

$$F_{air} = -\Re(\gamma_c)\dot{r} + \Im(\gamma_c)\omega_0 r = -\gamma_{air}\dot{r} - k_{air} r \tag{4.51}$$

L'équation 4.1, sans force électrostatique et en décomposant l'amortissement $\gamma = \gamma_{vide} + \gamma_{air}$, devient

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

donc dans l'air

$$m_{eff}\ddot{r} + (\gamma_{vide} + \gamma_{air})\,\dot{r} + (k_{vide} + k_{air})\,r = 0. \tag{4.52}$$

La partie réelle de γ_c représente l'amortissement et la partie imaginaire est à l'origine d'une raideur supplémentaire. Cette raideur provoque un faible décalage de la fréquence de résonance que l'on peut approximer au premier ordre :

$$\frac{\Delta f}{f_{vide}} = \sqrt{1 + \frac{k_{air}}{k_{vide}}} - 1 \approx \frac{1}{2}\frac{k_{air}}{k_{vide}}. \tag{4.53}$$

Les deux composantes dépendent de la distance d séparant les surfaces parallèles et de la pression ambiante P_a. Le choix de l'approche permettant de modéliser l'écoulement gazeux dépend de la taille et de la quantité de molécules dans un volume élémentaire. Le *nombre de Knudsen* (noté K_n) est une grandeur caractéristique habituellement rencontrée pour indiquer la raréfaction du gaz. K_n est définit comme le rapport entre le *libre parcours moyen* λ des molécules (c'est-à-dire la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux chocs) et une longueur caractéristique. Le libre parcours moyen est inversement proportionnel à la pression ambiante et peut donc être calculé à partir de sa valeur à la pression atmosphérique : $\lambda = \frac{P_{atm}}{P_a}\lambda_{atm}$. Dans le cas des micro-écoulements, la longueur caractéristique correspond en général à la faible distance d entre les surfaces restreignant l'écoulement : $K_n = \lambda/d$. Une classification suivant quatre régimes dépendant de K_n est classiquement retenue [Colin04] :

- pour $K_n < 10^{-3}$, le régime est *continu*, l'écoulement est alors correctement modélisé par les équations de Navier-Stokes ;
- pour $10^{-3} < K_n < 10^{-1}$, le régime est *glissant*, les équations de Navier-Stokes demeurent applicables, mais il est nécessaire de prendre en compte un saut de température et de vitesse à l'interface solide-gaz ;
- pour $10^{-1} < K_n < 10$, le régime est *de transition*, l'approche continue traduite par les équations de Navier-Stokes n'est plus valable, mais les collisions intermoléculaires ne sont pas encore totalement négligeables et doivent être prises en compte ;
- pour $K_n > 10$, le régime est *moléculaire libre*, les collisions entre molécules sont alors rares comparées aux collisions entre molécules et paroi.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 4.8, la configuration des résonateurs réalisés dans le silicium conduit à un nombre de Knudsen supérieur à $0{,}1$ à pression atmosphérique. Notre application se situe donc dans le régime de transition et bascule rapidement dans le régime moléculaire libre

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

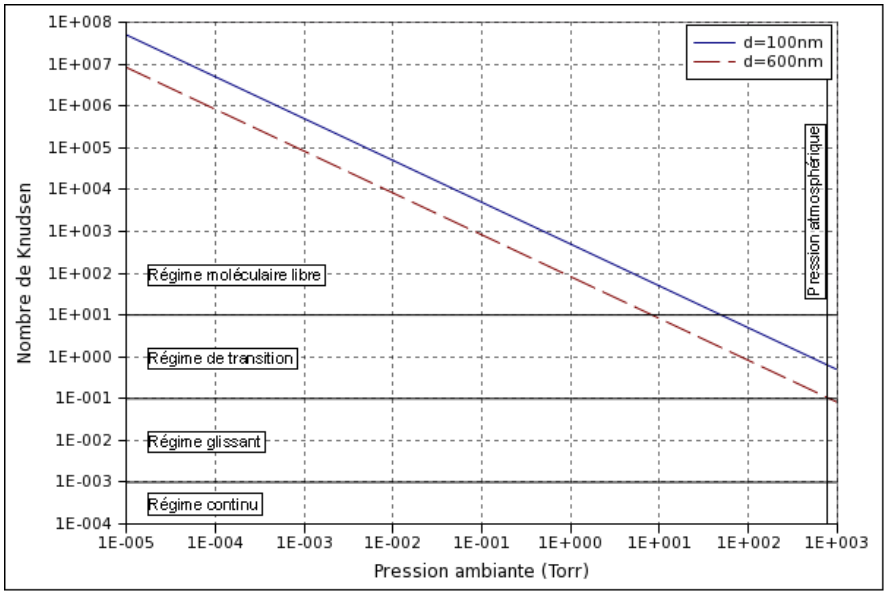


FIG. 4.8 – *Evolution du nombre de Knudsen en fonction de la pression, pour une distance* d=100 nm *entre le flanc de la partie résonante et l'électrode périphérique, et pour un espacement* d=600 nm *entre la face supérieure de la partie résonante et son support.*

lorsqu'on diminue la pression de fonctionnement. Il n'existe pas de modèle analytique simple pour estimer l'amortissement et la raideur apportés par le fluide dans le régime de transition. Des méthodes de simulations numériques sont souvent indispensables.

En revanche, des mesures effectuées à différentes pressions sur un résonateur circulaire suspendu par six poutres permettent d'établir graphiquement un modèle pour ce type de réalisation. Le banc de mesures sous vide est celui détaillé au paragraphe 1.2.4 du chapitre 2. Le réseau de courbes de Fig. 4.9 illustre l'influence de la pression sur le spectre du résonateur de référence. Lorsque la pression ambiante augmente, on y observe un décalage de la fréquence de résonance vers des fréquences plus hautes, une diminution de l'amplitude et un étalement du pic. On extrait les fréquences de résonance ainsi que le facteur de qualité. On remarque que ces valeurs restent quasiment stables pour des pressions inférieures à 50 Torr, c'est-à-dire lorsqu'on se place dans le régime moléculaire libre. Nous choisissons pour références les moyennes de ces deux types de valeurs extraites et appellerons *vide* ces faibles pressions. La figure 4.10 présente les variations de la fréquence de résonance et de l'amortissement par rapport à ces références. Jusqu'à une limite qui sera appelée *pression critique* et notée P_c, les écarts relatifs restent faibles. Au-delà de $P_c = 100$ Torr et jusqu'à la pression atmosphérique, les variations deviennent exponentielles. Les variations relatives engendrées par le milieu ambiant sur

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

notre système peuvent alors être modélisées par :

$$\begin{cases} \dfrac{\Delta f}{f_{vide}} = \alpha \log\left(1 + \dfrac{P_a}{P_c} \cdot 10^{-\frac{P_c}{P_a}}\right), \\ \dfrac{\Delta \gamma}{\gamma_{vide}} = \beta \log\left(1 + \dfrac{P_a}{P_c} \cdot 10^{-\frac{P_c}{P_a}}\right), \end{cases} \tag{4.54}$$

avec pour valeurs numériques $\alpha = 240\,10^{-6}$, $\beta = 3{,}2$ et $P_c = 100\,\mathrm{Torr}$. Ou d'après les relations 4.51 et 4.53, γ_c s'écrit sous la forme

$$\gamma_c = \left\{\beta\gamma_{vide} - 2\jmath\alpha\frac{k_{vide}}{\omega_{vide}}\right\} \cdot \log\left(1 + \frac{P_a}{P_c} \cdot 10^{-\frac{P_c}{P_a}}\right). \tag{4.55}$$

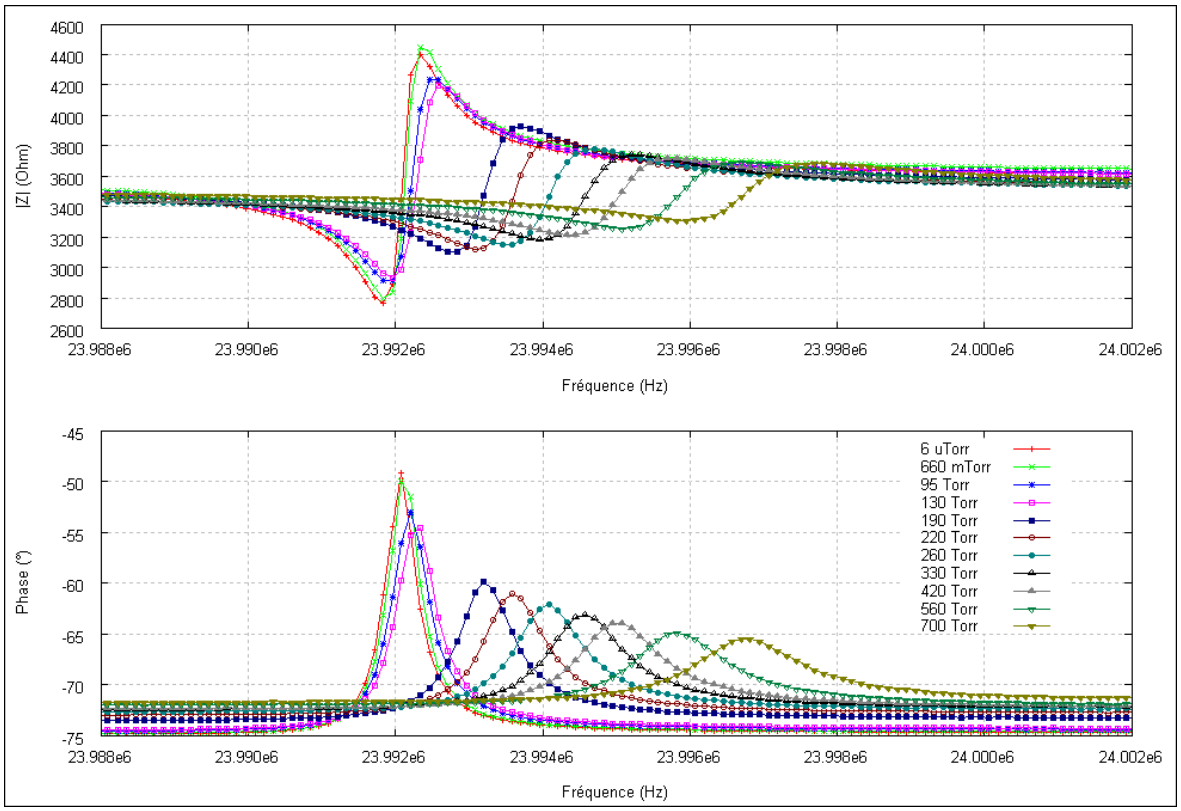


FIG. *4.9* – *Influence de la pression ambiante sur le spectre en amplitude et en phase de l'impédance Z. (Mesures réalisées sur un résonateur circulaire de rayon $100\ \mu\mathrm{m}$ suspendu par 6 poutres, pour des tensions de polarisation et d'actionnement resp. de $2{,}5\ \mathrm{V}$ et $100\,\mathrm{mV}$.)*

Dans le vide, même partiel, les effets du fluide environnant sont négligeables devant les caractéristiques du solide en vibration. En d'autres termes, la géométrie, le matériau et le mode de vibration de l'ensemble {résonateur + support } déterminent k_{vide} et γ_{vide}.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

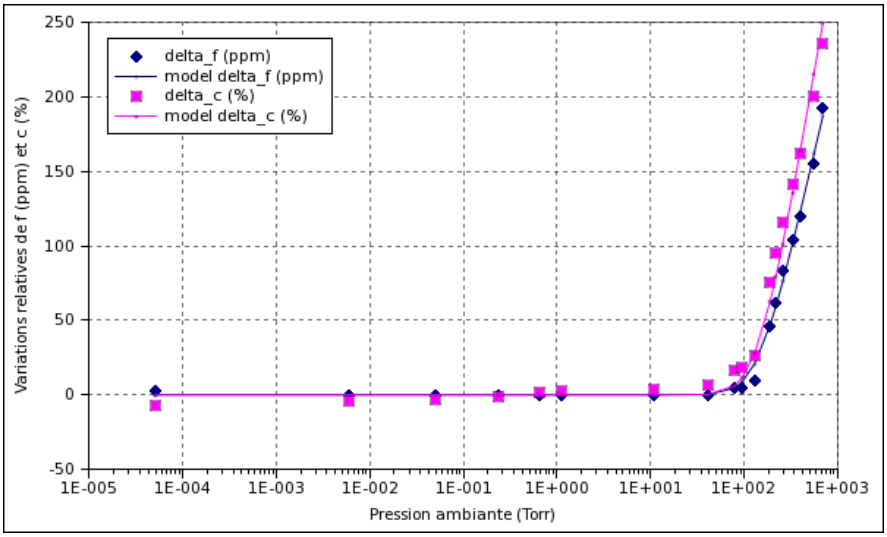


FIG. *4.10* – *Variations relatives de la fréquence de résonance f et du coefficient d'amortissement c en fonction de la pression ambiante. (Mesures réalisées sur un résonateur circulaire de rayon* $100\,\mu\mathrm{m}$ *suspendu par 6 poutres, pour des tensions de polarisation et d'actionnement resp. de* $2{,}5\,\mathrm{V}$ *et* $100\,\mathrm{mV}$*.)*

2.5 Influence des ancrages

L'ancrage de la partie résonante se fait en son centre, c'est-à-dire au noeud du mode de vibration en dilatation. Il ne s'agit toutefois pas d'un ancrage ponctuelle et il y a donc lieu de penser qu'il perturbe les vibrations naturelles. D'une part il raidit localement la partie résonante et d'autre part il communique une quantité d'énergie au support sous forme d'ondes acoustiques.

Variations de la raideur : La raideur apportée par la zone de contact entre le disque résonant et son support est facilement observable par simulation et par mesure. Les fréquences de résonance ont été mesurées dans l'air pour deux séries de résonateurs circulaires de rayon $100\,\mu\mathrm{m}$ (échantillons référencés "ENG432-10-D02" et "ENG432-10-D03") dont le rayon de l'ancrage varie de 5 à $20\,\mu\mathrm{m}$. Les variations de fréquence par rapport au résonateur de référence (ancrage de rayon $10\,\mu\mathrm{m}$) sont présentées en Fig. 4.11. On note une variation quasiment linéaire, de pente $C_{anc} \approx 700\,\mathrm{ppm}/\mu\mathrm{m}$ entre 5 et $20\,\mu\mathrm{m}$. Par extension du modèle, nous pouvons supposer que l'ancrage de $10\,\mu\mathrm{m}$ augmente la fréquence d'environ $0{,}7\,\%$ par rapport à une partie résonante qui serait libre. Or, le décalage en fréquence peut être relié à une constante de raideur k_{anc} ajoutée à la raideur du résonateur libre k_{libre} et approximé au premier ordre :

$$\frac{\Delta f}{f_{libre}} = \sqrt{1 + \frac{k_{anc}}{k_{libre}}} - 1 \approx \frac{1}{2}\frac{k_{anc}}{k_{libre}}. \tag{4.56}$$

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

On en déduit donc graphiquement k_{anc} en fonction de k_{libre} et du rayon de l'ancrage R_{anc} :

$$k_{anc} = \{2C_{anc}R_{anc}\}k_{libre}. \tag{4.57}$$

Les mesures diffèrent des résultats obtenus par simulation, comme le montre Fig. 4.11. Dans le modèle éléments finis, nous représentons l'ancrage de la partie résonante uniquement par le polySi de la couche "PS2" qui remplit l'ouverture laissée dans "Ox2" et supposons que les poutres ou la membrane de support restent fixes. Celui d'un résonateur circulaire est simplement modélisé par un cylindre d'épaisseur $600\,\mathrm{nm}$ et de rayon variable. La condition limite appliquée est un déplacement nul sur les noeuds de sa face supérieure. En pratique, de petits déplacements latéraux peuvent apparaître et devenir non négligeables pour de larges ancrages. On a donc tendance à surestimer la raideur apportée par l'ancrage et diverger de la réalité.

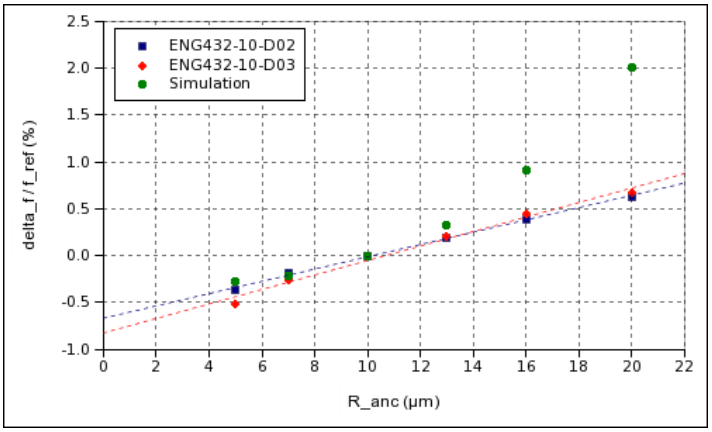


FIG. *4.11* – *Variation relative de la fréquence de résonance en fonction de la largeur de l'ancrage. Les résonateurs de référence ont un ancrage de rayon* $10\,\mu\mathrm{m}$. *(Fréquences mesurées dans l'air pour "ENG432-10-D02" et "ENG432-10-D03" ou simulées par éléments finis.)*

Pertes dans les ancrages : Hao et Ayazi ont établi un modèle analytique permettant de déterminer la quantité d'énergie transmise à un support semi-infini dans le cas d'un résonateur circulaire supporté par un pilier central [Hao05]. Ils considèrent que les déformations de la partie résonante génèrent sur le support, par l'intermédiaire du pied, une contrainte normale. Elle se propage dans le milieu sous forme d'ondes acoustiques dont ils calculent l'énergie grâce à la théorie des ondes élastiques. L'espace étant semi-infini, aucune réflexion ne se produit et l'énergie est perdue. Cela permet d'en déduire l'amortissement dû à l'ancrage et le facteur de qualité correspondant.

Ce modèle est malheureusement difficilement applicable dans notre cas. Nous avons vu précé-

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

demment que la contrainte sur le support n'est pas uniquement axiale mais également radiale. En outre, la partie résonante n'est pas directement reliée au substrat mais par l'intermédiaire de poutres (et éventuellement une membrane) d'épaisseur négligeable devant la longueur d'onde. Nous ne pouvons donc pas réduire le support à un milieu semi-infini dans lequel se propage une onde de volume. Il faut *a priori* tenir compte des contraintes en compression et en cisaillement dans le support. Par ailleurs, une partie des ondes se propageant dans le support est réfléchie alors que l'autre est transmise au substrat via les points d'ancrage sur la couche "Ox1".

2.6 Pertes intrinsèques

2.6.1 Généralités

Nous avons vu qu'une quantité infime mais non-négligeable de l'énergie mécanique stockée dans la partie résonante est transmise au milieu environnent (au substrat ou au gaz ambiant) sous la forme d'ondes acoustiques. La géométrie des ancrages et la pression de fonctionnement peuvent être adaptées de façon à réduire les pertes vers les éléments extérieurs. Quant au composant fondamental du système, il est le lieu de frottements internes qui limitent d'autant le facteur de qualité. Nous appelons *pertes intrinsèques* la dissipation d'énergie dans la partie fonctionnelle, c'est-à-dire ici dans le disque résonant. Elles proviennent du caractère anélastique (ou viscoélastique) du matériau ; si on applique une contrainte à un solide, une partie de la déformation est instantanée et on parle de *comportement élastique*, alors qu'une autre va se manifester progressivement au cours du temps et correspond au *comportement anélastique*. L'évolution temporelle du système perturbé vers un retour à l'état d'équilibre initial est désigné par le terme *relaxation*. Si les matériaux cristallins parfaits ont un temps de relaxation non-nul, tout défaut ou manque d'homogénéité accentuera son importance.

En fait, un grand nombre de phénomènes coexistent, que l'on peut décomposer en deux groupes suivant s'ils apparaissent en surface ou dans le volume. Les premiers sont par exemple dus à des défauts superficiels dans le matériau structurel (dopants ou autres impuretés, contraintes, dislocations, *etc.*) ou à la présence de molécules fixées sur les liaisons pendantes du silicium (oxydation naturelle, humidité, molécules carbonées issues du séchage sous CO_2, *etc.*). Si la partie résonante n'a pas subi de dislocation au cours de la fabrication, les pertes en volume pour un cristal sont davantage liées aux propriétés intrinsèques du matériau choisi. Compte tenu de la géométrie tridimensionnelle des résonateurs étudiés, les pertes en surface peuvent être négligées devant les dissipations volumiques. La source principale dans la plupart des microsystèmes résonants correspond à la thermoélasticité mise en évidence par Zener à la fin des années 30.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2.6.2 Amortissement thermoélastique

Durant les vibrations, le solide subit des déformations alternativement positives et négatives. Pour un matériau anélastique, elles s'accompagnent localement d'une élévation puis d'une diminution de la température qui dépend de la valeur de la déformation. Les déformations étant plus faibles au centre qu'à la périphérie, il se crée un gradient de température à l'origine d'un flux de chaleur qui tend à annuler la différence de température. L'irréversibilité thermodynamique du processus explique le phénomène d'amortissement durant lequel l'énergie mécanique est transformée en chaleur.

Le modèle proposé par Zener a été reproduit dans le logiciel de simulations par éléments finis `ANSYS`. Nous en profitons donc pour modifier notre programme et évaluer numériquement le facteur de qualité $Q_{thermoel}$ limité par l'amortissement thermodynamique. Celui-ci atteint $2\,10^6$, soit plus d'un ordre de grandeur au-dessus du facteur de qualité mesuré. Il ne représente donc pas le phénomène limitant pour les résonateurs caractérisés ici.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

3 Quelques caractéristiques des résonateurs carrés

L'étude s'est concentrée sur les résonateurs circulaires. Néanmoins, certaines structures carrées incluses dans les échantillons de plaques référencés "ENG432-09-D02" et "ENG432-10-D02" sont également fonctionnelles. Le résultat de la recherche des pics de résonance est présenté dans le tableau 4.5. On note que le support des résonateurs les plus larges n'est pas assez rigide pour compenser les forces d'attraction qui agissent sur la partie mobile et la déséquilibre au centre de l'électrode périphérique : les résonateurs de 180 et $200\ \mu\mathrm{m}$ de large se sont collés à l'électrode fixe. Quant au plus petit résonateur, la fréquence de résonance trop élevée n'a pu être détectée avec notre banc de mesures. Les fréquences mesurées montrent bien que le mode de dilatation est, en première approximation, inversement proportionnelle à la largeur. En seconde approximation, il faut tenir compte de la largeur de l'ancrage central (identique pour les deux largeurs), de l'épaisseur (celle-ci augmente avec les dimensions latérales du fait du rayon de courbure observé pour la gravure en face arrière) et des variations de procédé entre les échantillons. Parmi les structures fonctionnelles, nous nous sommes intéressés à celle qui présentait le pic de résonance le plus étroit pour la fréquence la plus élevée : il s'agit du résonateur large de $120\ \mu\mathrm{m}$ présent sur l'échantillon "ENG432-09-D02".

Largeur	**"ENG432-09-D02"**	**"ENG432-10-D02"**
$L = 100\,\mu\mathrm{m}$	banc de mesures pas adapté	
$L = 120\,\mu\mathrm{m}$	$f_0 = 35{,}35\,\mathrm{MHz}$	$f_0 = 35{,}18\,\mathrm{MHz}$
$L = 160\,\mu\mathrm{m}$	$f_0 = 26{,}06\,\mathrm{MHz}$	$f_0 = 25{,}74\,\mathrm{MHz}$
$L = 180\,\mu\mathrm{m}$	collage	collage
$L = 200\,\mu\mathrm{m}$	collage	collage

TAB. *4.5* – *Bilan des mesures fréquentielles à pression atmosphérique pour les résonateurs carrés des échantillons "ENG432-09-D02" et "ENG432-10-D02".*

Les spectres d'impédance que nous avons obtenus à pression ambiante et dans le vide pour différentes tensions de polarisation sont tracés en Fig. 4.12. Si l'amplitude des variations est plus importante à faible pression, la largeur des pics reste équivalente. On mesure un facteur de qualité dans le vide et dans l'air respectivement de 5600 et 5300. Cela signifie que les limitations principales ne proviennent pas du milieu environnant mais plutôt de pertes dans les ancrages ou par frottement. Les valeurs obtenues dans le cas des géométries circulaires laissent à penser qu'il ne s'agit pas de limites intrinsèques et donc que les performances peuvent être améliorées en optimisant la fabrication.

Nous estimons les principales caractéristiques du système électromécanique en s'intéressant aux variations dépendant de U_{DC}^2 et en appliquant la méthode détaillée plus haut (*cf.* paragraphe 2.2). Les résultats correspondent au tableau 4.6. Nous retrouvons des valeurs comparables aux résonateurs

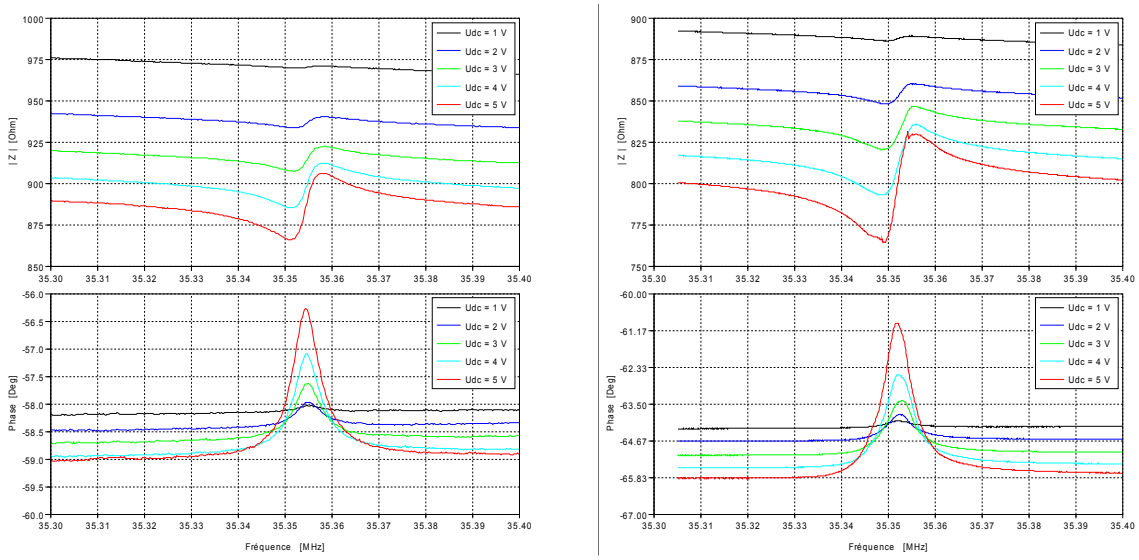
© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

circulaires.

Mesures dans l'air	**Calculs** avec $d = 110\,\mathrm{nm}$	
$f_0 = 35{,}3\,\mathrm{MHz}$	$C_p = 5{,}2\,\mathrm{pF}$	$\gamma = 23\,10^{-6}$
$Q = 5300$	$C_0 = 0{,}8\,\mathrm{pF}$	$k_{eff} = 26{,}5\,10^{6}\mathrm{N/m}$
		$m_{eff} = 0{,}54\,10^{-9}\mathrm{kg}$

TAB. *4.6* – *Résumé des principaux éléments caractéristiques du modèle électromécanique d'un résonateur carré fonctionnant à pression ambiante.*

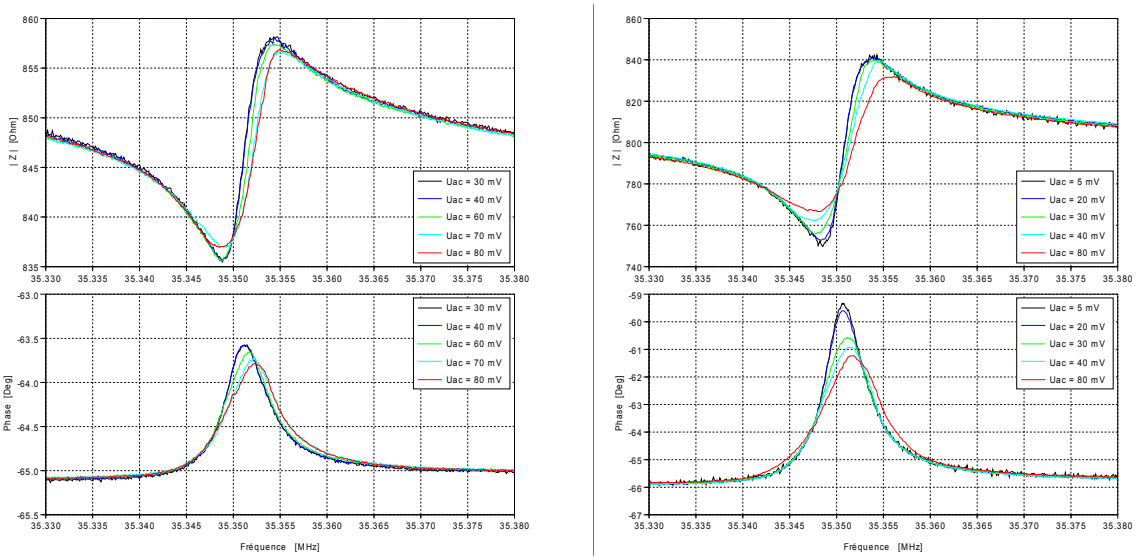
Nous vérifions finalement le comportement du système en augmentant l'amplitude des vibrations pour deux valeurs du coefficient de couplage électromécanique : la figure 4.13 présente les spectres mesurés dans le vide pour des tensions de polarisation de $2{,}5$ et $5\,\mathrm{V}$. Les vibrations sont amplifiées par une augmentation du signal d'actionnement entre 5 et $80\,\mathrm{mV}$. Dans les deux cas, les distorsions apparaissent lorsque le produit des tensions $U_{DC} \cdot U_{ac}$ est supérieur à $100\,10^{-3}\mathrm{V}^2$, c'est-à-dire pour des vibrations dépassant $0{,}15\,\mathrm{nm}$.



(a) à pression atmosphérique **(b)** dans le vide

FIG. *4.12* – *Spectre de l'impédance Z vue en amplitude et en phase pour U_{DC} variant de 1 à $5\,\mathrm{V}$. (Mesures réalisées pour $U_{ac} = 100\,\mathrm{mV}$ sur un résonateur carré de largeur $120\,\mu\mathrm{m}$ suspendu par 4 poutres.)*

© 2009 Tous droits réservés.



(a) $U_{DC} = 2{,}5\,\mathrm{V}$ **(b)** $U_{DC} = 5{,}0\,\mathrm{V}$

FIG. *4.13* – *Spectre de l'impédance Z vue en amplitude et en phase pour U_{ac} variant de* 5 *à* $80\,\mathrm{mV}$. *(Mesures réalisées dans le vide sur un résonateur carré de largeur* $120\,\mu\mathrm{m}$ *suspendu par 4 poutres.)*

4 Conclusion du chapitre

Nous nous sommes attachés dans ce chapitre à comprendre le comportement théorique et réel des microstructures fabriquées dans le silicium. L'architecture des dispositifs n'autorise pas une observation de leur fonctionnement par microscopie. Nous n'avons d'autres choix que les mesures électriques qui reflètent le comportement électromécanique du système par une modification de l'impédance vue à ses bornes. Afin de différencier les différents phénomènes qui peuvent intervenir, nous avons modifié les conditions de fonctionnement à travers la pression, la polarisation et l'amplitude du signal d'actionnement. Puis les résultats ont été confrontés à des modèles de complexité variable. En considérant le système tantôt d'un point de vue mécanique, tantôt d'un point de vue électrique, nous avons essayé de reproduire les résultats de mesures.

Au niveau mécanique, contrairement aux résonateurs étudiés au chapitre 2, la géométrie circulaire devient compatible en première approximation avec un modèle analytique permettant de calculer les modes de vibrations dans le plan. L'épaisseur du disque, la présence de l'ancrage et la nature orthotropique du matériau nous conduisent toutefois à élaborer un modèle numérique plus proche de la réalité. Les simulations par éléments finis montrent ainsi l'influence de l'épaisseur : du fait des contraintes imposées par l'ancrage supérieur, les déformations du disque ne restent pas planaires lorsque son épaisseur diminue. Pour des épaisseurs supérieures à $15\,\mu\mathrm{m}$, la sensibilité de la fréquence de résonance est plus limitée mais suggère d'améliorer le contrôle de la gravure sèche en face arrière.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

Nous pouvons de même observer l'importance de l'ancrage du disque sur sa fréquence propre. Par exemple, si le rayon de l'ancrage passe de $5\,\mu\mathrm{m}$ à $10\,\mu\mathrm{m}$ pour un disque de $100\,\mu\mathrm{m}$, la fréquence croît d'environ $0{,}4\,\%$. L'analyse modale du système avec son support mobile montre par ailleurs des déformations de ce dernier, qui peuvent se traduire par une perte d'énergie limitant le facteur de qualité.

Les mesures et l'utilisation finale du dispositif s'effectuent dans le domaine électrique, c'est pourquoi nous avons recours au circuit électrique équivalent de Butterworth-Van Dyke. La version simplifiée, constituée d'une capacité parallèle et d'une branche RLC série, nous permet d'appliquer une approche analytique : par le biais d'approximations, nous calculons les extrema des pics de résonance visibles sur l'impédance mesurée. En se focalisant sur les variations d'amplitude ou de fréquence qui naissent avec l'augmentation de la tension de polarisation, nous cherchons à nous affranchir d'éléments parasites pour extraire les caractéristiques principales du résonateur électromécanique. La méthode consiste à linéariser en fonction du carré de la tension de polarisation : la fréquence de résonance, l'amplitude du pic de phase et l'amplitude pic-à-pic du module d'impédance. Il en ressort la valeur de la fréquence de l'oscillateur libre et trois coefficients qui, associés à la mesure du facteur de qualité (mesure électrique) et à l'espace entre les électrodes (mesure par microscopie) fournissent successivement : la capacité parallèle totale comprenant une capacité parasite, la capacité statique due au transducteur capacitif, la raideur effective, la masse effective et finalement le coefficient d'amortissement. Mise en application pour un résonateur circulaire, cette méthode se révèle efficace et montre un comportement sain, proche de la théorie pour un signal d'excitation de $100\,\mathrm{mV}$ et une tension de polarisation qui peut atteindre $5\,\mathrm{V}$. Ceci a pu être constaté en introduisant ces paramètres dans le modèle électromécanique plus général reproduit dans `ADS`, puisque contrairement au circuit de Butterworth-Van Dyke, il est valable pour toute polarisation. Nous avons également comparé les non-linéarités électrostatiques simulées par un tel modèle avec les phénomènes anharmoniques relevés sur un second résonateur circulaire. Les écarts montrent les limites du procédé de fabrication. En effet, ils s'expliquent principalement par des imperfections géométriques sur la partie vibrante, sur le transducteur, voire sur les poutres qui suspendent le disque.

Malgré les disparités de la fréquence de résonance ou du facteur de qualité liées à un procédé de fabrication original qui manque de maturité, les performances mesurées dans le vide révèlent de faibles limites intrinsèques. La fonctionnalité est démontrée, aussi bien à pression atmosphérique où le facteur de qualité s'élève à $13\,000$, que pour une utilisation à faible pression. Nous pouvons en effet noter qu'un vide modéré, c'est-à-dire $50\,\mathrm{Torr}$, suffit pour atteindre un régime stable et un facteur de qualité supérieur à $50\,000$. En outre, les dimensions latérales, l'importante épaisseur et le faible entre-

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

fer favorisent un coefficient de couplage électromécanique élevé ; des tensions de polarisations aussi faibles que 5 ou $2{,}5\,\mathrm{V}$ se révèlent adaptées pour exploiter ces dispositifs. Le tableau 4.7 fournit alors la valeur des composants du circuit de Butterworth-Van Dyke pour le résonateur de référence caractérisé dans ce chapitre. Si nous envisageons d'intégrer une telle structure dans un circuit électronique oscillant, avec une amplitude critique de vibration simulée à $30\,\mathrm{nm}$ dans le vide (pour $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$ et $U_{DC} = 250\,\mathrm{mV}$) et donc une puissance admissible de $16\,\mu\mathrm{W}$ (d'après Eq. 2.11), nous pouvons espérer obtenir un bruit de phase à $1\,\mathrm{kHz}$ de la porteuse estimé à $-153\,\mathrm{dBc/Hz}$ (d'après Eq. 2.12). Cette valeur très théorique représente une marge significative (environ $20\,\mathrm{dBc/Hz}$) pour respecter la spécification donnée pour les applications radiofréquences (aux alentours de $-130\,\mathrm{dBc/Hz}$).

R_m	L_m	C_m	C_0
$2{,}1\,\mathrm{k\Omega}$	$740\,\mathrm{mH}$	$60\,\mathrm{aF}$	$0{,}6\,\mathrm{pF}$

TAB. 4.7 – *Valeur des composants formant le circuit RLC équivalent du résonateur circulaire de référence (dans le vide, pour $U_{DC} = 5\,\mathrm{V}$).*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Conclusion et perspectives

Cette étude se positionne dans un contexte où la miniaturisation des fonctions électroniques continue de prendre de l'importance, notamment pour les applications mobiles. En complément de l'approche SoC qui consiste à regrouper les fonctionnalités sur une unique puce active, nous avons souhaité étudier une voie où certaines fonctions sont déportées sur un autre substrat de fabrication plus adaptée. Dans cette approche SiP, les fonctions restent regroupées dans un unique boîtier : différentes puces de procédé de fabrication dédié sont connectées entre elles et assemblées sur un substrat de base. NXP semiconductors propose une solution technologique y intégrant l'ensemble des composants passifs extérieurs aux puces actives. L'ambition était alors de poursuivre dans cette direction et étudier la faisabilité de composants MEMS pour les applications radiofréquences. Dans ce projet, nous nous sommes focalisés sur le remplacement du quartz utilisé pour l'horloge de référence à $26\,\mathrm{MHz}$. Performant, il a l'inconvénient d'être volumineux et difficilement intégrable. Trois concepts de résonateurs MEMS à transduction capacitive sont alors proposés. Ils correspondent à trois géométries différentes mises en oeuvre en adaptant plus ou moins le procédé industriel servant à l'intégration des composants passifs sur silicium. Les mesures électriques effectuées sur les prototypes ont été confrontées à des modèles de complexité variable afin d'en extraire leurs principales caractéristiques.

Le premier concept se distingue par sa simplicité de mise en oeuvre. Après le dépôt et la gravure de deux couches métalliques et de deux films diélectriques, l'étape de libération finalise la fabrication de résonateurs en aluminium. Ils ont la forme d'un anneau suspendu par des poutres au-dessus d'une électrode fixe. Lors des vibrations, l'anneau se déplace verticalement à une fréquence voisine de $1\,\mathrm{MHz}$. Les résultats montrent la faisabilité de dispositifs résonants directement dans le procédé de fabrication originel. Cependant, ni la géométrie, ni le matériau ne se révèlent adaptés pour atteindre les performances exigées par les applications RF. Un second concept basé sur la gravure profonde de fines tranchées dans le substrat de silicium est alors imaginé. Les tranchées sont comblées par une fine couche d'oxyde sacrificiel et un film conducteur de polySi. La microstructure de forme tubulaire

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

se déforme à une fréquence voisine de 26 MHz suivant un mode complexe de dilatation : le tube forme une surface fermée qui tend à s'élargir ou se rétracter alors que sa base enterrée est liée au substrat. Cette géométrie lui confère une grande rigidité compensée par un coefficient de couplage électromécanique élevé du fait de larges électrodes périphériques et d'un faible espacement entre les parties fixes et mobiles. Le résonateur bénéficie également d'un matériau cristallin qui explique qu'aucun phénomène non-linéaire de nature mécanique n'ait été décelé. La contre-partie d'une telle architecture est une importante sensibilité aux variations géométriques et un faible facteur de qualité. Les améliorations par rapport au premier concept sont toutefois significatives et nous amènent à développer un procédé de fabrication plus complexe à partir de cette même base. L'objectif est alors de réaliser une géométrie plus classique mais avec un mode de vibration générant moins de dissipations d'énergie. Des résonateurs cylindriques et carrés sont usinés dans un substrat conventionnel de silicium. Une unique électrode périphérique excite les vibrations du premier mode de dilatation à quelques dizaines de mégahertz.

La fabrication de ce dernier concept a demandé davantage de développement que les précédents puisque nous nous sommes autorisés plus de latitude par rapport au procédé originel. Il n'en reste pas moins qu'à l'exception de la phase finale de libération l'ensemble des étapes reste compatible avec les équipements industriels disponibles sur le site de Caen. Trois étapes sortent du processus classique. Tout d'abord la formation d'une couche peu contrainte en polySi dopé : son rôle est critique dans la fonctionnalité du système car les supports qui maintiennent la partie résonante dans le substrat de silicium sont réalisés dans cette couche. Seules de très faibles déformations des supports sont tolérées, ce qui nous a conduit vers une étude des contraintes résiduelles dans le polySi. Nous avons mesuré l'influence de deux types de recuit sur les contraintes présentes dans un film multicouche ou monocouche grâce à des structures de tests mécaniques et une modélisation par éléments finis. L'évaluation des risques de déformations a débouché sur la possibilité de déposer environ 2 µm suivi d'un recuit de plusieurs dizaines de minutes afin de relaxer la majeure partie des contraintes. Dans le cas où la déformation des structures libérées se révèle trop importante, cette solution offre la possibilité de la réduire par une montée en température très rapide. L'expérience montre des résultats meilleurs qu'attendus, en partie dus à la présence de la dernière couche qui rigidifie le support. Cette couche est en fait un assemblage élaboré pour répondre aux spécificités des microsystèmes résonants. Plus qu'un masque dur, elle a pour objet de protéger certaines zones lors de la phase de libération en solution acide, mais n'a pas vocation à être ensuite supprimée. Cela signifie qu'elle doit être à la fois très résistante aux attaques chimiques et électriquement neutre. La superposition d'un film de nitrure de silicium et d'une couche de silicium non-dopé répond à ces deux critères. La dernière

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

étape originale réalisée sur les équipements industriels correspond à la gravure sèche en face arrière. L'enjeu est de former un trou non-débouchant avec une précision suffisante pour graver le substrat sur une profondeur supérieure à $400\ \mu m$ et conserver une épaisseur d'environ $25\ \mu m$. Les savoir-faire de l'équipe de développement technologique de Caen ont donc été largement mis à profit pour la mise en pratique de ces étapes. La phase de libération et de séchage reste très spécifique aux MEMS et a donc été réalisée dans le laboratoire de l'IEMN suivant un protocole bien plus artisanal.

En amont et en aval de cette phase de réalisation, différents modèles ont facilité la conception et la caractérisation des dispositifs. Seule la géométrie simple du disque résonant permet d'établir les équations d'ondes puis de calculer les déformations et la fréquence de résonance du mode exploité. Les solutions sont valables pour un disque infiniment fin et un matériau isotrope, ce qui est contradictoire avec le système réel. Pour les aspects analytiques, nous nous sommes donc davantage intéressés à l'équation différentielle générique d'un oscillateur harmonique amorti. En revanche, le modèle analytique du transducteur capacitif pour des mouvements suivant la normale aux électrodes parallèles décrit correctement nos dispositifs. Basée sur ces modèles, une première approximation du système d'équations conduit à un circuit électrique équivalent composé d'une capacité parallèle (la capacité statique) et d'une branche RLC série (la branche motionnelle). D'après les mesures, il convient de le compléter par une résistance et une capacité parallèles parasites. Le circuit équivalent n'est valable que pour une polarisation donnée et de faibles amplitudes de vibrations. Nous avons donc codé le modèle analytique dans un environnement de simulations électroniques. Pour les aspects mécaniques de notre étude (telle que l'analyse des modes en fonction des dimensions ou des caractéristiques des matériaux), nous avons eu recours à des modèles de simulations par éléments finis. En se plaçant tantôt dans le domaine électrique, tantôt dans le domaine mécanique, nous avons cherché à reproduire les phénomènes observés sur les mesures fréquentielles. Ceci nous a permis de les différencier, d'en comprendre l'origine et d'entrevoir éventuellement des solutions. L'autre but était également de modéliser le comportement électromécanique du résonateur pour par la suite l'intégrer dans un circuit électronique complet assurant la fonction d'horloge.

La combinaison des mesures électriques et des modèles que nous venons de rappeler a fait ressortir les principales caractéristiques de chaque concept. Nous pouvons à présent les comparer entre eux à travers le tableau récapitulatif 4.8. Il apparaît que le premier concept cumule les insuffisances. De part sa géométrie et son matériau structurel, le résonateur annulaire en aluminium est très sensible aux variations technologiques ou environnementales. La fréquence de fonctionnement et le facteur de qualité sont faibles, contrairement à la résistance motionnelle qui frôle le mégohm. Le résonateur tubulaire représente une avancée significative. On obtient un facteur de qualité similaire, mais à

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

la fréquence d'horloge souhaitée et pour un vide modéré. Sa géométrie lui assure une raideur et un coefficient de couplage électromécanique plus élevés, ce qui permet d'atteindre une résistance motionnelle légèrement inférieure à $2\,\mathrm{k\Omega}$ pour une polarisation de $5\,\mathrm{V}$. L'énergie mécanique que peut emmagasiner le système nous rapproche des critères de l'oscillateur en terme de bruit de phase. Toutefois, la fréquence dépend directement de dimensions fixées par des étapes essentiellement chimiques : la gravure profonde des tranchées et la gravure humide de l'oxyde sacrificiel. Il faudrait tendre vers des tolérances de quelques $10\,\mathrm{ppm}$ pour atteindre les niveaux de stabilité et reproductibilité demandés pour les horloges des applications RF. Une amélioration notable est donc apportée par le dernier concept, puisqu'en première approximation, la fréquence se calcule à partir des propriétés du silicium cristallin et de la largeur du disque. Nous avons typiquement observé une déviation standard d'environ $0{,}2\,\%$ pour les résonateurs circulaires de deux échantillons. Outre la stabilité, cette géométrie favorise le pic de résonance. Grâce à un ancrage placé au noeud du mode de dilatation, nous mesurons un facteur de qualité dépassant $12\,000$ dans l'air et $50\,000$ dans un vide modéré. Nous conservons ainsi une résistance motionnelle proche de $2\,\mathrm{k\Omega}$ à basse pression et inférieure à $10\,\mathrm{k\Omega}$ à pression atmosphérique, toujours pour une polarisation de $5\,\mathrm{V}$.

Avec une technique de réalisation originale, ces disques résonants offrent des performances comparables à celles qu'on retrouve dans la littérature pour des résonateurs de fréquence et de fonctionnement similaires. Leur facteur de qualité n'atteint pas les valeurs de $100\,000$ à $170\,000$ constatées pour certaines poutres (mode d'élongation) [Mattila02b] ou plaques carrés (mode contour) [Kaajakari04] et circulaires (mode elliptique) [Lin05] vibrant à des fréquences de 13 à $62\,\mathrm{MHz}$. Mais ils bénéficient souvent d'une résistance motionnelle bien plus faible pour une tension de polarisation n'excédant pas $5\,\mathrm{V}$. Ramenés à un niveau de tension identique, les disques vibrant sur un mode elliptique ont une résistance qui peut varier de 9 à $25\,\mathrm{k\Omega}$ [Lin04, Abdelmoneum03, Lin05]. Elle descend à $3{,}2\,\mathrm{k\Omega}$ dans le cas de l'anneau de Li *et al.* fonctionnant à $24\,\mathrm{MHz}$ sur un mode de contour [Li04].

Nous venons de rappeler les performances encourageantes obtenues avec cette variante du procédé industriel. Les étapes dédiées à la fabrication de résonateurs MEMS sont indispensables pour espérer rejoindre les performances des quartz. En terme de facteur de qualité, ceux proposés pour des applications de radiocommunication présentent des valeurs typiques de l'ordre de $30\,000$ à $50\,000$; soit ce que nous obtenons dans un vide modéré. Il en est de même pour la puissance que peuvent dissiper les quartz : de 10 à $30\,\mu\mathrm{W}$. Par conséquent, nos dispositifs peuvent théoriquement rivaliser sur le plan du bruit de phase généré en sortie de l'oscillateur. Pour le confirmer, il serait nécessaire de concevoir un circuit oscillant adapté à l'importante résistance que présente le circuit équivalent ; même si elle est considérée faible pour ce type de résonateur à transduction capacitive, elle reste cent

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

fois supérieure à celle d'un quartz. On pourrait par exemple s'inspirer des travaux de Lin *et al.* qui emploient un étage d'amplification à transrésistance et un contrôle automatique du gain pour conserver un régime harmonique [Lin04]. Leur circuit exploite la résonance série soit d'une poutre bi-encastrée (mode de flexion) soit d'un disque (mode elliptique). D'après l'étude de Rantakari *et al.* menée à partir d'une plaque carrée vibrant sur un mode de dilatation, un oscillateur de type *Pierce* exploitant la résonance parallèle est également envisageable [Rantakari05]. Ces solutions demandent auparavant une investigation de l'origine des éléments parasites R_{pp} et C_{pp} qui pénalisent les variations d'impédance à la résonance. En effet, nous avons vu que le pic de phase est en première approximation inversement proportionnel à la résistance motionnelle et à la capacité parallèle totale. En considérant la résistance mesurée dans le vide, il faut une capacité parallèle inférieure à $1{,}5\,\mathrm{pF}$ pour obtenir une phase positive (équivalent à un comportement inductif) indispensable pour concevoir un oscillateur utilisant la résonance parallèle. En réduisant la capacité parasite au minimum ($0{,}6\,\mathrm{pF}$), le pic de phase frôle $+50°$. Nous envisageons donc de réduire la résistance motionnelle par une optimisation du procédé de fabrication. Une première solution consiste à augmenter le facteur de qualité, par exemple en diminuant les pertes dans les ancrages et la structure de support. Une seconde voie repose sur la diminution de l'espacement entre les électrodes. Le dépôt et la gravure humide d'un oxyde sacrificiel de $50\,\mathrm{nm}$ a déjà été testé avec succès au cours de ce projet, mais il s'agissait de structures tubulaires. Pour les résonateurs circulaires, cela signifie diminuer les tolérances pour les déformations du support et accroître les risques de collage lors de la libération.

Cette problématique technologique nous amène finalement à aborder la question de la stabilité de l'horloge que nous pouvons espérer créer à partir des structures circulaires. Davantage que pour les quartz, les résonateurs en silicium requièrent une compensation en température pour tenir les quelques $\pm 10\,\mathrm{ppm}$ de décalage en fréquence accordés sur la gamme de température, alors que nous attendons une sensibilité d'environ $-30 \pm 15\,\mathrm{ppm}/°\mathrm{C}$. Puisque la fréquence de résonance reste sensible au comportement du support, nous pouvons être optimistes et espérer compenser une partie des déviations de façon mécanique. Nous avons par ailleurs observé un comportement favorable par rapport à la tension de polarisation : peu sensible aux perturbations sur U_{DC}, une variation de $1\,\mathrm{V}$ permettrait de corriger la fréquence sur $20\,\mathrm{ppm}$. Sur le plan de la pression, les mesures montrent une parfaite stabilité en se plaçant à un vide partiel de $10\,\mathrm{Torr}$. Avant les préoccupations de stabilité, les plus grandes incertitudes portent sur la reproductibilité. Nous avons réalisé différents prototypes qui démontrent la viabilité du processus alors que celui-ci n'a fait l'objet d'aucune optimisation et que la dernière étape, critique, est plutôt manuelle. Néanmoins, notre étude révèle qu'une tolérance de $10\,\mathrm{ppm}$ sur la fréquence nécessite une précision de $1\,\mathrm{nm}$ sur le rayon du disque et de $150\,\mathrm{nm}$ sur son

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

épaisseur. Ces niveaux d'exigence et les solutions qui en découlent rentrent en contradiction avec le procédé faible coût mis au point pour l'intégration des composants passifs sur silicium. Un moyen de relâcher quelque peu le besoin en précision du procédé serait d'envisager une étape supplémentaire d'ajustement (*trimming*) ou de calibration électronique, sachant que ces solutions où les pièces sont reprises une à une sont également coûteuses.

Au final nous avons donc démontré la faisabilité de microsystèmes résonant en partant d'un procédé dédié à la micro-électronique. Les performances mesurées sont bonnes, comparables au quartz sur certains critères. De nombreuses voies d'améliorations restent à explorer, à la fois pour stabiliser le procédé et pour parfaire la géométrie des structures circulaires. Moyennant quelques optimisations primaires, nous pouvons envisager de réaliser un oscillateur de bonne stabilité. Compte tenu des contraintes technologiques, il est malgré tout peu probable d'atteindre les spécifications exigées pour l'horloge de référence des applications radiofréquences, principalement en terme de précision de la fréquence initiale. On pourrait cependant imaginer quelques modifications de l'architecture du système électronique qui utilise cette référence afin qu'il s'accommode de l'erreur. Certaines boucles à verrouillage de phase numériques permettent une multiplication de la fréquence de référence par un nombre fractionnaire [Barrett99]. Une telle solution est adaptée pour fournir la fréquence souhaitée au reste de la chaîne de transmission ou de réception, à condition de connaître parfaitement l'erreur qui existe en entrée. A l'instar des marchés visés par les premiers fournisseurs d'oscillateurs MEMS `SiTime`, `Silicon Clocks` et `Discera`, d'autres applications nomades possédant des critères moins sévères pourraient parallèlement bénéficier de ces travaux. Nous pouvons citer l'exemple des puces sans contact, des caméras numériques, des clés USB ou des lecteurs de musique portables.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

	Concept 1	**Concept 2**	**Concept 3**
Description générale			
Géométrie	Annulaire	Tubulaire	Circulaire
Matériau structurel	$AlSiCu$	Si cristallin	Si cristallin
Complexité du procédé	faible	modéré	importante
Mode de vibration	hors-plan (vertical)	dilatation contrainte	dilatation libre
Fréquences du mode principal (f_0)			
Gamme mesurée	650 kHz à 4,7 MHz	23 à 30 MHz	21 à 26 MHz
Dimensions qui fixent f_0	Epaisseur, taille de l'anneau et des poutres	Rayon, épaisseur et hauteur du tube	Rayon du disque
Variations technologiques influençant f_0	Contraintes résiduelles, attaque chimique	Résidus d'oxyde sacrificiel, aspect de surface des parois verticales	Taille de l'ancrage, aspect de surface des parois verticales, épaisseur
Sensibilité aux variations de température	$-1000\,\mathrm{ppm/°C}$	*pas de données*	$> -50\,\mathrm{ppm/°C}$
Reproductibilité	faible	faible	bonne
Facteur de qualité Q			
Dans l'air	non-mesurable	500	12 700
Dans le vide	2 600	4 100	53 000
Pression critique	1 mTorr / 1 µbar	10 Torr / 10 mbar	10 Torr / 10 mbar
Eléments de l'oscillateur mécanique			
m_{eff}	$4{,}1\,10^{-12}$kg	$q^2 \times\ 2{,}5\,10^{-12}$kg	$550\,10^{-12}$kg
k_{eff}	380 N/m	$q^2 \times\ 71\,10^3$N/m	$13\,10^6$N/m
γ (vide) γ (air)	$15{,}1\,10^{-9}$	$q^2 \times\ 0{,}1\,10^{-6}$	$1{,}6\,10^{-6}$ $6{,}5\,10^{-6}$
Vibrations critiques et puissance mécanique admissible (dans le vide)			
X_{crit}	80 nm	36 nm	30 nm
P_M	4,5 nW	1,9 µW	16 µW
Eléments du circuit RLC équivalent (à $U_{DC} = 5$ V)			
C_0	14,4 fF	177 fF	600 fF
C_m	59 aF	910 aF	60 aF
L_m	182 H	39 mH	740 mH
R_m (vide) R_m (air)	564 kΩ	1,6 kΩ	2,1 kΩ 8,8 kΩ
Puissance mécanique dissipée et bruit de phase correspondant (dans le vide, à $U_{DC} = 5$ V)			
P_m (U_{ac} max.)	2 nW (50 mV)	200 nW (30 mV)	16 µW (250 mV)
$\mathcal{L}$(1kHz) à 26 MHz	$-89\,\mathrm{dBc/Hz}$	$-123\,\mathrm{dBc/Hz}$	$-153\,\mathrm{dBc/Hz}$

TAB. *4.8* – *Comparatif des trois concepts étudiés. A l'exception de la fréquence, les valeurs numériques sont données pour un dispositif représentatif de chaque concept qui a été mesuré et modélisé (à une constante q près pour le résonateur tubulaire).*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Bibliographie

[Abdelmoneum03] M.A. Abdelmoneum, M.U. Demirci, and C.T.-C. Nguyen. « Stemless wine-glass-mode disk micromechanical resonators ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2003. MEMS-03 Kyoto. IEEE The Sixteenth Annual International Conference on*, pages 698–701, 2003.

[acmd110] ANSYS Inc. *Commands Reference - ANSYS Release 11.0*, January 2007.

[aelem110] ANSYS Inc. *Elements Reference - ANSYS Release 11.0*, January 2007.

[Agache03] Vincent Agache. *Intégration et caractérisation physique de nanostructures pour les technologies de l'information et de la communication. Application au filtrage électromécanique dans la gamme des radio-fréquences (0,8-2,4GHz).* PhD thesis, Université de Lille 1, 2003.

[Bang92] S.H. Bang and B.J. Sheu. « A multi-chip module for hand-held digital cellular mobile telephone ». In *Multi-Chip Module Conference, 1992. MCMC-92, Proceedings 1992 IEEE*, pages 115–118, 1992.

[Barrett99] Curtis Barrett. « Fractional / Integer-N PLL Basics - Technical Brief SWRA029 ». Technical report, Texas Instruments - Wireless Communication Business Unit, August 1999.

[Beek06] J.T.M. van Beek, P.G. Steeneken, and B. Giesbers. « A 10MHz piezoresistive MEMS resonator with high Q ». In *International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE*, pages 475–480, 2006.

[Benitez95] M.A. Benitez, J. Esteve, M.S. Benrakkad, J.R. Morante, J. Samitier, and J.A. Schweitz. « Stress Profile Characterization And Test Structures Analysis Of Single And Double Ion Implanted LPCVD Polycrystalline Silicon ». *Solid-State Sensors and Actuators, 1995 and Eurosensors IX.. Transducers '95. The 8th International Conference on*, 2 :88–91, 25-29 Jun 1995.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

[BGB203] Philips Semiconductors. « Product Shortform Datasheet : BGB203, Bluetooth System-in-a-Package radio with baseband controller », 2005.

[Bhave05] S.A. Bhave, Di Gao, R. Maboudian, and R.T. Howe. « Fully-differential poly-SiC Lame mode resonator and checkerboard filter ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2005. MEMS 2005. 18th IEEE International Conference on*, pages 223–226, 30 Jan.-3 Feb. 2005.

[Biebl95] M. Biebl, G.T. Mulhern, and R.T. Howe. « In Situ Phosphorus-doped Polysilicon For Integrated Mems ». *Solid-State Sensors and Actuators, 1995 and Eurosensors IX.. Transducers '95. The 8th International Conference on*, 1 :198–201, 25-29 Jun 1995.

[Bircumshaw03] B. Bircumshaw, G. Liu, H. Takeuchi, Tsu-Jae King, R. Howe, O. O'Reilly, and A. Pisano. « The radial bulk annular resonator : towards a 50/spl Omega/ RF MEMS filter ». In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, pages 875–878 vol.1, 2003.

[Bourgeois97] C. Bourgeois, E. Steinsland, N. Blanc, and N.F. de Rooij. « Design of resonators for the determination of the temperature coefficients of elastic constants of monocrystalline silicon ». In *Frequency Control Symposium, 1997., Proceedings of the 1997 IEEE International*, pages 791–799, 1997.

[Chua03] C.L. Chua, D.K. Fork, K. Van Schuylenbergh, and Jeng-Ping Lu. « Out-of-plane high-Q inductors on low-resistance silicon ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 12 :989–995, 2003.

[Cioffi05] K.R. Cioffi and Wan-Thai Hsu. « 32KHz MEMS-based oscillator for low-power applications ». In *Frequency Control Symposium and Exposition, 2005. Proceedings of the 2005 IEEE International*, pages 551–558, 2005.

[Clark03] J.R. Clark, M.A. Abdelmoneum, and C.T.-C. Nguyen. « UHF high-order radial-contour-mode disk resonators ». In *Frequency Control Sympposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003 IEEE International*, pages 802–809, 4-8 May 2003.

[Clark05] J.R. Clark, W.-T. Hsu, M.A. Abdelmoneum, and C.T.-C. Nguyen. « High-Q UHF micromechanical radial-contour mode disk resonators ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 14 :1298–1310, 2005.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

[Cognetti04] Carlo Cognetti. « Keynote Presentation : Much More than Moore ». In *11th Annual KGD Packaging and Test Workshop*, sep 2004.

[Colin04] S. Colin and L. Baldas. « Effets de raréfaction dans les micro-écoulements gazeux ». *C. R. Physique*, 5 :521–530, 2004.

[Davis64] E. M. Davis, W. E. Harding, R. S. Schwartz, and J. J. Corning. « Solid Logic Technology : Versatile, High-Performance Microelectronics ». *Journal of Research and Development*, 8 :102–114, 1964.

[Frye92] R.C. Frye, K.L. Tai, M.Y. Lau, and A.W.C. Lin. « Silicon-on-silicon MCMs with integrated passive components ». In *Multi-Chip Module Conference, 1992. MCMC-92, Proceedings 1992 IEEE*, pages 155–158, 1992.

[Galayko02] Dimitri Galayko. *Filtres microélectroniques micro-usinés en poly-silicium couche épaisse et leur application au filtrage en fréquence intermédiaire*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2002.

[Guckel88] H. Guckel, D.W. Burns, H.A.C. Tilmans, D.W. DeRoo, and C.R. Rutigliano. « Mechanical properties of fine grained polysilicon-the repeatability issue ». *Solid-State Sensor and Actuator Workshop, 1988. Technical Digest., IEEE*, pages 96–99, 6-9 Jun 1988.

[Guyader02] Jean-Louis Guyader. *Vibration des milieux continus*. Hermes Science Publications, 2002.

[Hao04] Zhili Hao, S. Pourkamali, and F. Ayazi. « VHF single-crystal silicon elliptic bulk-mode capacitive disk resonators-part I : design and modeling ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 13 :1043–1053, Dec. 2004.

[Hao05] Zhili Hao, Zhili Hao, and F. Ayazi. « Support loss in micromechanical disk resonators ». In F. Ayazi, editor, *Proc. 18th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems MEMS 2005*, pages 137–141, 2005.

[Hoffman01] Paul Hoffman. « System in Package manufacturing line ». In *8th Annual KGD Packaging and Test Workshop*, Napa, CA., September 2001.

[HP97] Hewlett-Packard Co. « Fundamentals of Quartz Oscillators ». In *Application Note 200-2*. Hewlett-Packard Co., May 1997.

[Hsu02] Wan-Thai Hsu and C.T.-C. Nguyen. « Stiffness-compensated temperature-insensitive micromechanical resonators ». In *Micro Electro Mechanical Systems,*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

2002. The Fifteenth IEEE International Conference on, pages 731–734, 20-24 Jan. 2002.

[Hsu04] Wan-Thai Hsu and K. Cioffi. « Low phase noise 70 MHz micromechanical erence oscillators ». In *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, volume 3, pages 1927–1930 vol.3, 6-11 June 2004.

[Huang06] Wen-Lung Huang, Zeying Ren, and C.T.-C. Nguyen. « Nickel Vibrating Micromechanical Disk Resonator with Solid Dielectric Capacitive-Transducer Gap ». In *International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE*, pages 839–847, June 2006.

[Humad03] S. Humad, R. Abdolvand, G.K. Ho, G. Piazza, and F. Ayazi. « High frequency micromechanical piezo-on-silicon block resonators ». In *Electron Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest. IEEE International*, pages 39.3.1–39.3.4, 2003.

[Kaajakari04] V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, J. Kiihamaki, and H. Seppa. « Square-extensional mode single-crystal silicon micromechanical resonator for low-phase-noise oscillator applications ». *Electron Device Letters, IEEE*, 25 :173–175, 2004.

[Kaajakari04a] V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, and H. Seppa. « Nonlinear limits for single-crystal silicon microresonators ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 13 :715–724, 2004.

[Kaajakari05] Ville Kaajakari, Tomi Mattila, Antti Lipsanen, and Aarne Oja. « Nonlinear mechanical effects in silicon longitudinal mode beam resonators ». *Sensors and Actuators A : Physical*, 120 :64–70, Apr. 2005.

[Kilby64] Jack S. Kilby. « Miniaturized electronic circuit ». In *US Patent 3,138,743, Filed in Feb. 6, 1959*, US, 02 1964.

[Laermer99] F. Laermer, A. Schilp, K. Funk, and M. Offenberg. « Bosch deep silicon etching : improving uniformity and etch rate for advanced MEMS applications ». *Micro Electro Mechanical Systems, 1999. MEMS '99. Twelfth IEEE International Conference on*, pages 211–216, 17-21 Jan 1999.

[Larmer98] Franz Lärmer and Andrea Schilp. « Anisotropic, fluorine-based plasma etching method for silicon ». In *Patent WO9837577, Filed in Feb. 13, 1998*, 1998.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

[Lee99] C.S. Lee, J.H. Lee, C.A. Choi, K. No, and D.M. Wee. « Effects of phosphorus on stress of multi-stacked polysilicon film and single crystalline silicon ». *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 9 :252–263(12), 1999.

[Li04] Sheng-Shian Li, Yu-Wei Lin, Yuan Xie, Zeying Ren, and C.T.-C. Nguyen. « Micromechanical "hollow-disk" ring resonators ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS)*, pages 821–824, 2004.

[Lin04] Yu-Wei Lin, Seungbae Lee, Sheng-Shian Li, Yuan Xie, Zeying Ren, and C.T.-C. Nguyen. « Series-resonant VHF micromechanical resonator reference oscillators ». *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 39 :2477–2491, 2004.

[Lin05] Yu-Wei Lin, Sheng-Shian Li, Zeying Ren, and C.T.C. Nguyen. « Low phase noise array-composite micromechanical wine-glass disk oscillator ». In *Electron Devices Meeting, 2005. IEDM Technical Digest. IEEE International*, page 4, 5-7 Dec. 2005.

[Mai07] L. Mai, J.-Y. Lee, V.-S. Pham, and G. Yoon. « Approach to improve ZnO-based FBAR devices ». *Electronics Letters*, 43 :735–737, 2007.

[Majjad01] Hicham Majjad. *Etude et réalisation de microrésonateurs en technique LIGA-UV*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, November 2001.

[Mattila02] T. Mattila, O. Jaakkola, J. Kiihamaki, J. Karttunen, T. Lamminmaki, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppa, H. Kattelus, and I. Tittonen. « 14 MHz micromechanical oscillator ». *Sensors and Actuators A : Physical*, 97-98 :497–502, Apr. 2002.

[Mattila02a] T. Mattila, J. Kiihamaki, T. Lamminmaki, O. Jaakkola, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppa, H. Kattelus, and I. Tittonen. « A 12 MHz micromechanical bulk acoustic mode oscillator ». *Sensors and Actuators A : Physical*, 101 :1–9, Sep. 2002.

[Mattila02b] T. Mattila, A. Oja, H. Seppa, O. Jaakkola, J. Kiihamaki, H. Kattelus, M. Koskenvuori, P. Rantakari, and I. Tittonen. « Micromechanical bulk acoustic wave resonator ». In *Ultrasonics Symposium, 2002. Proceedings. 2002 IEEE*, pages 945–948 vol.1, 2002.

[Mehner98] J. Mehner, J. Mehner, S. Kurth, D. Billep, C. Kaufmann, K. Kehr, and W. Dotzel. « Simulation of gas damping in microstructures with nontrivial geometries ». In S. Kurth, editor, *Proc. Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems MEMS 98*, pages 172–177, 1998.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

[Moore65] Gordon E. Moore. « Cramming More Components Onto Integrated Circuits ». *Electronics*, 38 :Number 8, April 1965.

[Murray07] F. Murray, F. LeCornec, S. Bardy, C. Bunel, J.F.C. Verhoeven, F.C.M. van den Heuvel, J.H. Klootwijk, and F. Roozeboom. « Silicon Based System-in-Package : a new technology platform supported by very high quality passives and system level design tools ». In *Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems, 2007 Topical Meeting on*, pages 149–153, 2007.

[Nguyen92] C.T.-C. Nguyen and R.T. Howe. « Quality factor control for micromechanical resonators ». In *Electron Devices Meeting, 1992. Technical Digest., International*, pages 505–508, 1992.

[Nguyen99] C.T.-C. Nguyen and R.T. Howe. « An integrated CMOS micromechanical resonator high-Q oscillator ». *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 34 :440–455, 1999.

[Nunan00] K. Nunan, K. Nunan, G. Ready, P. Garone, G. Sturdy, and J. Sledziewski. « Developing a manufacturable process for the deposition of thick polysilicon films for micromachined devices ». In G. Ready, editor, *Proc. IEEE/SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference and Workshop*, pages 357–366, 2000.

[Onoe56] Morio Onoe. « Contour Vibrations of Isotropic Circular Plates ». *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28 :1158–1162, November 1956.

[Petersen82] K.E. Petersen. « Silicon as a mechanical material ». *Proceedings of the IEEE*, 70 :420–457, 1982.

[Philippe04] P. Philippe and A. Oruk. « A highly miniaturized 2.4 GHz bluetootht/sup TM/ radio utilizing an advanced system-in-package technology ». In *Wireless Technology, 2004. 7th European Conference on*, pages 169–172, 2004.

[Piazza03] G. Piazza, R. Abdolvand, and F. Ayazi. « Voltage-tunable piezoelectrically-transduced single-crystal silicon resonators on SOI substrate ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2003. MEMS-03 Kyoto. IEEE The Sixteenth Annual International Conference on*, pages 149–152, 2003.

[Piazza06] G. Piazza, P. J. Stephanou, and A. P. Pisano. « Piezoelectric Aluminum Nitride Vibrating Contour-Mode MEMS Resonators ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 15 :1406–1418, 2006.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

[Pourkamali03] S. Pourkamali and F. Ayazi. « SOI-based HF and VHF single-crystal silicon resonators with SUB-100 nanometer vertical capacitive gaps ». In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, pages 837–840 vol.1, 8-12 June 2003.

[Pourkamali03a] 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 ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 12 :487–496, 2003.

[Pourkamali04] S. Pourkamali, Zhili Hao, and F. Ayazi. « VHF single crystal silicon capacitive elliptic bulk-mode disk resonators-part II : implementation and characterization ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 13 :1054–1062, Dec. 2004.

[Quevy02] Emanuel Quevy. *Elaboration et caractérisation de technologies microsystèmes avancées : structures d'actionnement tridimensionnelles et résonateurs électromécaniques à entrefer latéral nanométrique*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2002.

[Quevy06] E.P. Quevy, A. San Paulo, E. Basol, R.T. Howe, Tsu-Jae King, and J. Bokor. « Back-End-Of-Line Poly-Sige Disk Resonators ». In *Proc. MEMS 2006 Istanbul Micro Electro Mechanical Systems 19th IEEE International Conference on*, pages 234–237, 2006.

[Rantakari05] P. Rantakari, V. Kaajakari, T. Mattila, J. Kiihamaki, A. Oja, I. Tittonen, and H. Seppa. « Low noise, low power micromechanical oscillator ». In *Proc. Digest of Technical Papers Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems TRANSDUCERS '05. The 13th International Conference on*, volume 2, pages 2135–2138 Vol. 2, 2005.

[Roosmalen04] A.J. van Roosmalen. « Roadmap challenges - there is more than Moore [integrated system complexity growth] ». In *Thermal and Mechanical Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems, 2004. EuroSimE 2004. Proceedings of the 5th International Conference on*, page 3, 2004.

[Roozeboom05] F. Roozeboom, A.L.A.M. Kemmeren, J.F.C. Verhoeven, F.C. van den Heuvel, J. Klootwijk, H. Kretschman, T. Fric, E.C.E. van Grunsven, S. Bardy, C. Bunel, D. Chevrie, F. LeCornec, S. Ledain, F. Murray, and P. Philippe. « More Than 'Moore' : Towards Passive and Si-Based System-In-Package Integration

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

(Invited) ». In *Microelectronics Technology and Devices, SBMICRO 2005*, pages 16–31, 2005.

[Ruby01] R.C. Ruby, P. Bradley, Y. Oshmyansky, A. Chien, and J.D. Larson. « Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications ». In *Ultrasonics Symposium, 2001 IEEE*, volume 1, pages 813–821 vol.1, 2001.

[SIA05] SIA. « International technology roadmap for semiconductors. 2005 Edition. Executive summary ». Technical report, The Semiconductor Industry Association, 2005.

[Smith95] J.H. Smith, S. Montague, J.J. Sniegowski, J.R. Murray, and P.J. McWhorter. « Embedded micromechanical devices for the monolithic integration of MEMS with CMOS ». In *Electron Devices Meeting, 1995., International*, pages 609–612, 1995.

[UAA3587] Philips Semiconductors. « UAA3587 RF SiP : Complete, single-package GSM/GPRS/EDGE RF transceiver », 2004.

[Veijola01] T. Veijola, T. Veijola, and M. Turowski. « Compact damping models for laterally moving microstructures with gas-rarefaction effects ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 10(2) :263–273, 2001.

[Wang00] Kun Wang, Ark-Chew Wong, and C.T.-C. Nguyen. « VHF free-free beam high-Q micromechanical resonators ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 9(3) :347–360, 2000.

[Wang03] Jing Wang, Zeying Ren, and C.T.-C. Nguyen. « Self-aligned 1.14-GHz vibrating radial-mode disk resonators ». In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, volume 2, pages 947–950 vol.2, 8-12 June 2003.

[Wang04] Jing Wang, J.E. Butler, T. Feygelson, and C.T.-C. Nguyen. « 1.51-GHz nanocrystalline diamond micromechanical disk resonator with material-mismatched isolating support ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS)*, pages 641–644, 2004.

[Warner60] A. W. Warner. « Design and performance of ultraprecise 2.5-mc quartz crystal units ». *Bell Sys. Tech. J.*, 39 :1193–1215, Sept 1960.

[Xie03] Yuan Xie, Sheng-Shian Li, Yu-Wei Lin, Zeying Ren, and C.T.C. Nguyen. « UHF micromechanical extensional wine-glass mode ring resonators ». In *Electron*

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest. IEEE International, pages 39.2.1–39.2.4, 2003.

[Yan05] Le Yan, Man Wu, and W.C. Tang. « A 1.14GHz piezoelectrically transduced disk resonator ». In *Micro Electro Mechanical Systems, 2005. MEMS 2005. 18th IEEE International Conference on*, pages 203–206, 30 Jan.-3 Feb. 2005.

[Yang07] C. Yang, F. Liu, T.-L. Ren, L.-T. Liu, G. Chen, X.-K. Guan, A. Wang, and H.-G. Feng. « Ferrite-Integrated On-Chip Inductors for RF ICs ». *Electron Device Letters, IEEE*, 28 :652–655, 2007.

[Zhang98] Xin Zhang, Tong-Yi Zhang, Man Wong, and Yitshak Zohar. « Rapid thermal annealing of polysilicon thin films ». *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 7(4) :356–364, Dec 1998.

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

BIBLIOGRAPHIE

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Annexes

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Annexe A

Publications

Les deux concepts de résonateurs MEMS fabriqués dans le substrat de silicium grâce à un micro-usinage en volume ont donné lieu à des dépôts de brevet avec une extension mondiale :

- Marc Sworowski, Patrice Gamand, Pascal Philippe, *«MEMS resonator having at least one resonator mode shape »*, NXP BV, *Patent WO2007102130*, 2007-09-13
- Marc Sworowski, David Chevrie, Pascal Philippe, *«Integrated single-crystal MEMS device »*, NXP BV, *Patent WO2008001253*, 2008-01-03

Par ailleurs, les travaux concernant les résonateurs circulaires vibrant selon le mode d'élongation font l'objet de propositions d'article pour des conférences ou des journaux scientifiques :

- M. Sworowski, F. Neuilly, B. Legrand, A. Summanwar, F. Lallemand, P. Philippe and L. Buchaillot, *«High-Q and Low-R_m 24-MHz Radial-Contour Mode Disk Resonators Fabricated With Silicon Passive Integration Technology »*, abstract submitted to the *15th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, 21-25 June, 2009
- M. Sworowski, F. Neuilly, B. Legrand, A. Summanwar, P. Philippe and L. Buchaillot, *«Fabrication of 24-MHz-Disk Resonators Fabricated With Silicon Passive Integration Technology »*, letter to be submitted to *IEEE Electron Device Letters*
- Paper in preparation for *IEEE Journal of MicroElectroMechanical Systems*

© 2009 Tous droits réservés.
http://www.univ-lille1.fr/bustl

© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Annexe B

Modèles éléments finis

Les modèles et simulations par éléments finis ont été établis pour le logiciel `ANSYS` sous forme de lignes de commandes. Des annotations permettent de comprendre les principales séquences. Pour de plus amples précisions, les commandes ainsi que les éléments "SOLID186" et "SOLID226" utilisés pour nos programmes sont détaillés dans la documentation du logiciel [acmd110, aelem110].

1 Anneau suspendu par des poutres

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
!        Script for the Modal Analysis of a donut resonator
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

finish
/clear
/units, si
/title, Donut resonator
/filename, donut


/prep7

!!!!! constants
! for optimization
ov_et=0.5                        ! over etching (micron)

! Resonator
Re_Do_in=22+ov_et                ! Donut inner radius (micron)
Re_Do_ou=Re_Do_in+6-2*ov_et      ! Donut outer radius (micron)
Re_Be_L=12+2*ov_et               ! Beam length (micron)
Re_Be_W=3-2*ov_et                ! Beam width (micron)
Re_Be_nb=3                       ! Number of beams
An_Al2_ra=6-ov_et                ! Al2 Anchor radius (micron)
An_Via_ra=3                      ! Al2 to Al1 via radius (micron)
An_Al1_ra=An_Al2_ra              ! Al1 Anchor radius (micron)

! Electrode
El_Do_in=Re_Do_in                ! Donut inner radius (micron)
El_Do_ou=Re_Do_ou                ! Donut outer radius (micron)
```

© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
! Layers
Al1=1.0                          ! Al1 thickness (micron)
Al2=3                            ! Al2 thickness (micron)
Ox3=.5                           ! Ox3 thickness (micron)

!!!!! selection of element for material

et,1,SOLID186                    ! structural domain (aluminium)


!!!!! material properties

mp,ex,1,69e3*.75                 ! Young's Modulus (uN/um^2) for material 1
mp,nuxy,1,0.35                   ! Poisson's ratio for material 1
mp,dens,1,2700e-18               ! Density (kg/um^3) for material 1
mp,alpx,1,30e-6                  ! Coef of thermal expansion


!!!!! Modeling of the resonator

csys,1                           ! Cylindrical coordinate system with Z as the axis of rotation

! Donut resonator
cylind,Re_Do_in,Re_Do_ou,0,Al2   ! resonator donut is volume 1
! Anchor beam
X1=(Re_Do_in+Re_Do_ou)/2
X2=X1+(Re_Do_ou-Re_Do_in)/2+Re_Be_L+An_Al2_ra
block,X1,X2,-Re_Be_W/2,Re_Be_W/2,0,Al2   ! beam is volume 2
X3=Re_Do_ou+Ox3
X4=Re_Do_ou+Re_Be_L-Ox3
block,X3,X4,-Re_Be_W/2,Re_Be_W/2,-Al1,0 ! dimple is volume 3
X5=X3+Al2*.5
X6=X4-Al2*.5
block,X5,X6,-Re_Be_W/2,Re_Be_W/2,Al2-Al1,Al2     ! dimple is volume 4
vsbv,2,4,,delete,delete          ! new volume is 5
cyl4,X2,0,An_Al2_ra,,,,Al2       ! Al2 anchor is volume 2
wplane,1,0,0,-Ox3
cyl4,X2,0,An_Via_ra,,,,Ox3       ! Al2 to Al1 via is volume 4
wplane,2,0,0,-Ox3-Al1
cyl4,X2,0,An_Al1_ra,,,,Al1       ! Al1 anchor is volume 6
vadd,2,3,4,5,6                   ! add volumes to form anchor beam (volume 7)
wplane,2,0,0,0
! Resonator
cswpla,11,1
vgen,Re_Be_nb,7,,,0,360/Re_Be_nb,0
alls
vadd,all                         ! add all volumes to form the anchored resonator (v 4)


!!!!! element type associated to solids

vsel,s,volu,,4                   ! select volume 4 (resonator)
vatt,1,,1                        ! previous selection is associated to element 1


!!!!! meshing

alls
aslv,s,1
asel,all
lsla,s,1                         ! select all lines
lesize,all,1.5,,,,,,1            ! divide lines into 20um-length segments

alls
smrtsiz,5                        ! select automatic element sizing
mshape,1,3D                      ! tetrahedral-shaped element will be used
vmesh,all                        ! meshing all volumes


!!!!! boundary condition

aslv,s,1                         ! select areas from this volume
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
asel,r,loc,Z,-Ox3-Al1          ! reselect All bottom areas
cm,FIXA,area                   ! name fixed area (FIXA)
da,all,ux                      ! fixed boundary condition on areas
da,all,uy
da,all,uz

allsel

finish
save


!!!!! Solution

!/solu
!antype,static                 ! static solution for prestress effects
!outres,all,all
!pstress,on                    ! include prestress effects
! 1) stress due to temperature variations
!tref,25                       ! reference temperature
!tunif,125                     ! uniform temperature to all nodes
! 2) initial stress
!!S=-100                              ! initial stress
!!istress,S,S,S
!!inis,defi,,,,,S,S
!alls
!solve
!fini

/solu
antype,modal                   ! modal analysis
!pstress,on                    ! if include prestress effects
modopt,lanb,6                  ! mode extraction method is Lanczos
mxpand,6,,,yes                 ! extract the modes
solve
finish

/view,1,1,2,3                  ! 3D view point (1,2,3)

*return,0

alls
/vup,1,Z
/view,1,1,1,1


!!!!! Values to get the effective mass

/post1
*get,freq1,mode,1,freq
set,1,1                  ! select frequency mode number
nsel,s,loc,x,0,X6              ! select node of the donut top side
esln,s,1
etable,UX,U,X                  ! element table with disp and volume
etable,UY,U,Y
etable,UZ,U,Z
etable,volu,volu               !  and volume
smult,UX2,UX,UX
smult,UY2,UY,UY
smult,UZ2,UZ,UZ
sadd,disp2,UX2,UY2
sadd,disp2,disp2,UZ2           ! get disp^2
smult,V_disp2,volu,disp2       ! get V.disp^2
finish

*end


!!!!! do-loop to show the influence of initial stress on the 1st resonance frequency

n_freq=3
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
n_iter=81                                   ! number of iterations
str_min=-500                                ! minimum stress value
str_max=500                                 ! maximum stress value
str_step=(str_max-str_min)/(n_iter-1)       ! stress step
! table resumming stress values and corresponding resonance frequency
*dim,Res_tab,array,n_iter,1+n_freq
*vfill,Res_tab(1,1),ramp,str_min,str_step

!       *return,0       ! exit script

/vup,1,Z
/view,1,6,1,3
/dist,1,40,0
/focus,1,0,3,5
/RGB,INDEX,100,100,100, 0
/RGB,INDEX, 80, 80, 80,13
/RGB,INDEX, 60, 60, 60,14
/RGB,INDEX, 0, 0, 0,15

*do,i,1,n_iter

        !!!! Solution
        ! initial stress
        S=Res_tab(i,1)
        /solu
        antype,static
        istress,S,S,S           ! biaxial stress
        pstress,on
        solve
        finish

!               *return,0       ! exit script

        /solu
        antype,modal                        ! modal analysis
        pstress,on
        modopt,lanb,n_freq                  ! mode extraction method is Lanczos
        mxpand                              ! extract the modes
        solve

!               *return,0       ! exit script

        *do,j,1,n_freq
                *get,freq1,mode,j,freq
                Res_tab(i,1+j)=freq1

                /post1
                n_mode=j
                *get,job_name,active,0,jobname
                set,1,n_mode
                /show,png,,vect
                /title,deformation for mode number %n_mode% at S=%S%MPa
                plnsol,U,SUM,2
                /replot

                ! construct filename of captured plot
                ! part linked to biaxial-prestress S
                abs_S=abs(S)
                *if,S,ge,0,then
                        S_name='p'
                *else
                        S_name='n'
                *endif
                *if,abs_S,lt,1000,then
                        S_name='%S_name%0'
                *endif
                *if,abs_S,lt,100,then
                        S_name='%S_name%0'
                *endif
                *if,abs_S,lt,10,then
                        S_name='%S_name%0'
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
                *endif
                ! part linked to mode number
                *if,n_mode,lt,10,then
                        n_mode='0%n_mode%'
                *endif
                ! rename capture with a illustrating name
                *get,job_name,active,0,jobname
                /rename,%job_name%000,png,,donut_captures/S%S_name%%abs_S%_mode%n_mode%
                /delete,%job_name%001,png
                /delete,%job_name%002,png

        *enddo
        finish

*enddo

!*vplot,Res_tab(1,1),Res_tab(1,2)

! write results in an output text file

*cfopen,donut_captures/donut_result,txt
*do,j,1,n_freq
*vwrite
(/'-------------------------------------')
*vwrite,j
(/'frequency␣number␣',F3.0)
*vwrite
(/'i_stress␣␣␣␣␣␣frequency')
*vwrite,Res_tab(1,1,1),Res_tab(1,1+j,1)
(F8.1,'␣␣␣',F12.2)
*enddo
*cfclos
```


© 2009 Tous droits réservés.

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008

2 Résonateur tubulaire

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
!        Script for the Modal Analysis of a tube resonator
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

finish
/clear
/units, uMKS
/title, Tube resonator
/filename, tube

/prep7

!!!!! constants
! Resonator
dt=0                         ! Tube thickness variation (micron)
Re_tu_in=50+dt/2             ! Tube inner radius (micron)
Re_tu_ou=60-dt/2             ! Tube outer radius (micron)
Re_tu_L=28                   ! Tube length (micron)


!!!!! anisotropic material properties
tref=25                      ! reference temperature for elastic stiffness
C11_ref=166e3
T11=-80e-6
C12_ref=64e3
T12=-115e-6
C44_ref=80e3
T44=-58e-6

t1=-35                       ! (C) minimum operating temperature
t2=25                        ! (C) maximum operating temperature
t3=85

!mptemp,1,t1,t2,t3
tb,anel,1,3,,0

dC=.9                        ! Coefficient to fit measured frequency

tbtemp,t1,1
C11=C11_ref*(1+T11*(t1-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t1-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t1-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
tbdata,12,C11
tbdata,16,C44
tbdata,19,C44
tbdata,21,C44

tbtemp,t2,2
C11=C11_ref*(1+T11*(t2-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t2-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t2-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
tbdata,12,C11
tbdata,16,C44
tbdata,19,C44
tbdata,21,C44

tbtemp,t3,3
C11=C11_ref*(1+T11*(t3-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t3-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t3-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
```


© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
tbdata ,12 ,C11
tbdata ,16 ,C44
tbdata ,19 ,C44
tbdata ,21 ,C44

tblist

mp, dens ,1 ,2330e-18                ! Density (kg/um^3) for material 1
mp, alpx ,1 ,2.6e-6                  ! Coef of thermal expansion

!*return ,0

!!!!! selection of element for material

et ,1 ,SOLID186                      ! structural domain (SCSi)


!!!!! Modeling of the resonator

! Support
!block ,-1.2*Re_tu_ou ,1.2*Re_tu_ou ,-1.2*Re_tu_ou ,1.2*Re_tu_ou ,0,-10
! Tube resonator
csys ,1                              ! Cylindrical coordinate
cylind ,Re_tu_in ,Re_tu_ou ,0 ,Re_tu_L       ! tube


!!!!! Element type associated to solids

vsel ,s ,volu ,,1 ,2                 ! select volume 1 (resonator)
vatt ,1 ,,1                          ! previous selection is associated to element 1


!!!!! meshing

! support
!vsel ,s ,volu ,,1                   ! select volume 1 (support)
!aslv ,s ,1
!lsla ,s ,1                          ! select all lines
!lesize ,all ,20 ,,,,,,1             ! divide lines into 2um-length segments
!smrtsiz ,10                         ! select automatic element sizing
!mshape ,1 ,3D                       ! tetrahedral-shaped element will be used
!vmesh ,1

! resonator
vsel ,s ,volu ,,2
aslv ,s ,1
aesize ,all ,5
lsla ,s ,1                           ! select all lines
lesize ,all ,5 ,,,,,,1               ! divide lines into 2um-length segments
smrtsiz ,2                           ! select automatic element sizing
mshape ,1 ,3D                        ! tetrahedral-shaped element will be used
vmesh ,2


!!!!! boundary condition
vsel ,s ,type ,,1                    ! select volume made of element 1
aslv ,s ,1                           ! select areas from this volume
asel ,r ,loc ,Z,0                    ! reselect tube bottom area
!asel ,a, loc ,Z, Re_tu_L
cm,FIXA, area                        ! name fixed area (FIXA)
da, all , all                        ! fixed boundary condition on areas


allsel

fini
save


!!!! Solution

! modal analysis
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
/solu
antype,modal                    ! modal analysis
modopt,lanb,10,20e6,30e6        ! mode extraction method is Lanczos
mxpand,,,,yes                   ! extract the modes
solve
finish

/view,1,1,2,3                   ! 3D view point (1,2,3)


!*return,0

!!!!! Values to get the effective mass

/post1
nsel,s,loc,z,0,Re_tu_L
esln,s,1
etable,UX,U,X
etable,UY,U,Y
etable,UZ,U,Z
etable,volu,volu
smult,UX2,UX,UX
smult,UY2,UY,UY
smult,UZ2,UZ,UZ
sadd,disp2,UX2,UY2
sadd,disp2,disp2,UZ2
sexp,disp,disp2,,.5
smult,V_disp2,volu,disp2
finish
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

3 Résonateur circulaire

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
!       Script for the Modal Analysis of a disk resonator (extensional mode)
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

finish
/clear
/units, uMKS
/title, Disk resonator
/filename, disk
/prep7

!!!!! constants

! Resonator
RES_r=100                    ! Disk resonator radius (micron)
RES_t=20                     ! Disk resonator thickness (micron)

! Support
ANC_r=10                     ! PS2-on-resonator anchor radius (micron)
COI_L=40                     ! Anchor-to-substrate contact length
COI_W=40                     ! Anchor-to-substrate contact width
COO_W=60                     ! PS2-on-PS contact width
ANC_W=20                     ! resonator-to-substrate beam anchor width
ANC_nb=6                     ! Number of PS2-on-substrate anchors
ANC_memb=0                   ! Anchor is a membrane ? (1=yse; 0=no)
! Layers
Ox1_t=0.05                   ! scrificial layer thickness (micron)
Ox2_t=.5                     ! Oxide thickness (micron)
PS2_t=2.25                   ! poly-Si thickness (micron)
! Design rules
dim_DE=1                     ! dimension of DE opening
di_PAD_RES=250               ! distance between the pad and the resonator center
di_PAD_PAD=50                ! distance between two pads
ov_Dop_DE=2                  ! overlap of Dop over DE
ov_Dop_PS=2                  ! overlap of Dop beyond PS
ov_PS_DE_in=2                ! overlap of PS over DE above the resonator
ov_PS_DE_ou=20               ! overlap of PS over DE above the substrate
ov_PS2_PS=2                  ! overlap of PS2 over PS (above the resonator)
di_COO_ANC=4                 ! distance between PS2 outer contact and PS2 anchor
ov_PS2_Ox2=2                 ! overlap of PS2 over Ox2
ex_PS2_PS=5                  ! extension of PS2 beyond PS
ov_Ox2_PS=2                  ! extension of Ox2 beyond PS
ov_HF_DE=15                  ! overlap of HF over DE
di_HO_ANC=10                 ! distance from the resonator center to PS2 Holes around the Anch
ov_PS2_HM=4                  ! overlap of PS2 beyond HM
! Dimensions calculated from previous parameters
PS_do_rin = RES_r-ov_PS_DE_in
PS2_do_rin = PS_do_rin+ov_PS2_PS+di_COO_ANC
Ox2_do_rin = PS2_do_rin+ov_PS2_Ox2
Ox2_do_rout = Ox2_do_rin+COO_W
PS_do_rout = Ox2_do_rout+ov_Ox2_PS
PS2_do_rout = PS_do_rout+ex_PS2_PS
Dop_El_r = PS_do_rout+ov_Dop_PS
PS2_ci_r = ANC_r+ov_PS2_PS
PS2_El_r = PS2_do_rin-di_COO_ANC
HM_El_r = PS2_do_rin+ov_PS2_HM
HF_ci_r = RES_r+dim_DE+ov_HF_DE

!!!!! anisotropic material properties
tref=25                ! reference temperature for elastic stiffness
C11_ref=166e3
T11=-80e-6
C12_ref=64e3
T12=-115e-6
C44_ref=80e3
```


© 2009 Tous droits réservés.   http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
T44=-58e-6

t1=-35                  ! (C) minimum operating temperature
t2=25
t3=85                   ! (C) maximum operating temperature

tb,anel,1,3,,0

dC=.9                   ! Coefficient to fit measured frequency

tbtemp,t1,1
C11=C11_ref*(1+T11*(t1-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t1-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t1-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
tbdata,12,C11
tbdata,16,C44
tbdata,19,C44
tbdata,21,C44

tbtemp,t2,2
C11=C11_ref*(1+T11*(t2-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t2-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t2-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
tbdata,12,C11
tbdata,16,C44
tbdata,19,C44
tbdata,21,C44

tbtemp,t3,3
C11=C11_ref*(1+T11*(t3-tref))*dC
C12=C12_ref*(1+T12*(t3-tref))*dC
C44=C44_ref*(1+T44*(t3-tref))*dC
tbdata,1,C11,C12,C12
tbdata,7,C11,C12
tbdata,12,C11
tbdata,16,C44
tbdata,19,C44
tbdata,21,C44

tblist

mp,dens,1,2330e-18              ! Density (kg/um^3) for material 1
!mp,reft,1,0                    ! only for isotropic material
mp,alpx,1,2.6e-6                ! Coef of thermal expansion
mp,KXX,1,156e6                  ! Thermal conductuvity
mp,C,1,713e12                   ! Specific heat

!!!!! anisotropic material properties of poly-Si (material 2)

mp,ex,2,160e3                   ! Young's Modulus (uN/um^2) for material 2
mp,nuxy,2,0.1                   ! Poisson's ratio for material 2
mp,dens,2,2330e-18              ! Density (kg/um^3) for material 2
mp,alpx,2,2.6e-6                ! Coef of thermal expansion


!!!!! selection of element for material

!et,1,SOLID226,11               ! structural-thermal domain for thermoelastic analyses
et,1,SOLID186                   ! for other analysis

!!!!! Modeling of the resonator with its support

csys,1                          ! Cylindrical coordinate system with Z as the axis of rotation

! Disk resonator
cylind,0,RES_r,-RES_t,0 ! disk resonator is volume 1
! Anchor
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
cylind,0,ANC_r,0,CO_t+PS2_t      ! PS2-on-resonator anchor is volume 2
! Support beams
block,0,PS2_do_rout+di_COO_ANC+COI_L,-ANC_W/2,ANC_W/2,CO_t,CO_t+PS2_t
block,PS2_do_rout+di_COO_ANC,PS2_do_rout+di_COO_ANC+COI_L,-ANC_W/2,ANC_W/2,0,CO_t
vadd,3,4                         ! add volumes to form 1 anchor beam (volume 5)
vgen,ANC_nb,5,,,0,360/ANC_nb,0
! membrane
*if,ANC_memb,eq,1,then
        cylind,0,PS2_El_r,CO_t,CO_t+PS2_t
*endif
vsel,all
vsel,u,volu,,1
vadd,all                         ! add all volumes to form the support (volume 6)
!cswpla,11,1
alls
vglue,all

!!!!! element type associated to solids

vatt,1,,1                        ! previous selection is associated to element 1


!!!!! meshing

alls
aslv,s,1
asel,all
lsla,s,1                         ! select all lines
lesize,all,10,,,,,,1             ! divide lines into 10um-length segments

alls
smrtsiz,5                        ! select automatic element sizing
mshape,1,3D                      ! tetrahedral-shaped element will be used
vmesh,all                        ! meshing resonator

!!!!! boundary condition
vsel,s,mat,,1                    ! select volume made of material 1
aslv,s,1                         ! select areas from this volume
asel,s,loc,Z,0                   ! reselect anchor bottomside
asel,u,loc,X,0,RES_r
cm,FIXA,area                     ! name fixed area (FIXA)
da,all,all                       ! fixed boundary condition on areas
! fix support beams
nsel,s,loc,Z,CO_t,CO_t+PS2_t
d,all,all

allsel

fini
save

!*return,0       ! exit script

!!!! Solution

!!! Modal analysis
/solu
antype,modal                     ! modal analysis
modopt,unsym,10,23e6,25e6        ! (if SOLID226)
modopt,lanb,15,18e6,30e6         ! mode extraction method is Lanczos (if SOLID98)
mxpand,,,,yes                    ! extract the modes and reaction force
solve
finish

*return,0       ! exit script


!!! Thermoelastic harmonic analysis

fmin=24.0e6
fmax=24.4e6
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
nsbs=20
*dim,freq,table,nsbs
*dim,Q,table,nsbs

!    Solution
/solu
antyp,harmic                    ! Harmonic analysis
outres,all,all                  ! Write all solution items to the database
harfrq,fmin,fmax                ! Specify frequency range
tref,25
nsubs,nsbs                      ! Set number of substeps
nsel,s,loc,Z,-RES_t,0
nsel,r,loc,X,RES_r              ! select nodes at periphery
sf,all,pres,.1                  ! Apply pressure load
nsel,all
kbc,1                           ! Stepped loading
solve
fini
save

!    Post-process solution
/post1
df=(fmax-fmin)/nsbs
f=fmin+df
*do,i,1,nsbs
set,,,,0,f                  ! Read real solution at frequency f
etab,w_r,nmisc,4            ! Store real part of total strain energy
set,,,,1,f                  ! Read imaginary solution at frequency f
etab,w_i,nmisc,4            ! Store imag part of total strain energy (losses)
ssum                        ! Sum up element energies
*get,Wr,ssum,,item,w_r
*get,Wi,ssum,,item,w_i
Qansys=Wr/Wi                ! Numerical quality factor
freq(i)=f
Q(i)=1/Qansys
f=f+df
*enddo

!    Plot computed and analytical damping factors
/axlab,x,Frequency f (Hz)
/axlab,y,Thermoelastic Damping 1/Q
!/gcol,1,1/Qansys
*vplot,freq(1),Q(1),2
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

4 Déformation des structures en polysilicium

4.1 Macro pour introduire les précontraintes

```
write_stress_layered186

!!      Macro that adds an initial stress to selected elements

! write_stress, Fname, Exten,--, iSx, iSy, iSz, iSxy, iSyz, iSxz, gS, layer_num, intt_num
Fname=arg1                ! File name and directory path of the file containing the stress values
Exten=arg2                ! Filename extension
                          ! Unused field
iSx=arg4                  ! Initial, constant stress values Sx
iSy=arg5                  ! Initial, constant stress values Sy
iSz=arg6                  ! Initial, constant stress values Sy
iSxy=arg7                 ! Initial, constant stress values Sxy
iSyz=arg8                 ! Initial, constant stress values Syz
iSxz=arg9                 ! Initial, constant stress values Sxz
gS=ar10                   ! Initial gradient stress
layer_num=ar11            ! number of layer
intt_num=1!ar12           ! number of integration points throughout the thickness

intp_num=14               ! number of integration points of the element
                          ! default to 14 for solid186,0,1


*get,e_num,elem,0,count ! get number of elements in the selected set
n_elem=0

!*cfopen,Fname,Exten!,,append

*do,i,1,e_num,1

*get,n_elem,elem,n_elem,nxth
! write comments into data file
*vwrite
('!')
*vwrite,n_elem
!INITIAL STRESS RECORD FOR ELEMENT %8d
*vwrite
('!␣␣␣␣␣SX␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣SY␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣SZ␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣SXY␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣SYZ␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣SXZ')
! write commands into data file
*vwrite,n_elem
eis, %8d,1

*get,e_centz,ELEM,n_elem,cent,z      ! get element centroid Z location

*do,j,1,intp_num,1
        iSxg=iSx+gS*(e_centz-Ox2_t-PS2_t/2)
        iSyg=iSy+gS*(e_centz-Ox2_t-PS2_t/2)
*vwrite, iSxg, iSyg, iSz, iSxy, iSyz, iSxz
('␣␣', E12.6, '␣␣', E12.6, '␣␣', E12.6, '␣␣', E12.6, '␣␣', E12.6, '␣␣', E12.6)
*enddo


*enddo

!*cfclos

/EOF
```

4.2 Structures de tests mécaniques : Poutres bi-encastrées ou encastrées-libres

4.2.1 Corps du programme

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
```


© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
!         Script for the Analysis of Material Test Structures :
!         Cantilever or half-Bridges
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

finish
/clear
/units,si
/facet,fine
/title, Beam for gradient or compressive stress determination
/filename, Beam3Dgrad

*AFUN,deg                          ! unit for angular functions is Degree

!!!!! Path (to be modifies !)
f_path1='C:\XXX'
f_path2='\Beam3Dgrad'
f_path3=''
f_path4=''
f_path5=''

*ulib,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\macro,inp


!!!!! constants
! Dimensions
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\parameters,inp
! Parameters to layer the stressed layer
n_layer=10                         ! number of layers
n_intpt=1                          ! number of integration point per layer (1,3,5,7)


!!!!! Material properties
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\material_prop,inp


!!!!! Model
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\modeling,inp


!!!!! Define element types
/prep7
et,1,SOLID186,0,1
et,2,mesh200,7,1
et,3,SOLID186,0,1
finish


!!!!! Association of element attributes with volumes & Meshing of the resonator with its support
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\meshing,inp


!!!!! Boundary conditions
/prep7
!! no displacement of anchor bottom face
alls
cmsel,s,ANCHOR,volu
cmsel,a,CONTACT,volu
aslv
asel,r,loc,z,0
cm,FIXA,area                       ! name fixed area (FIXA)
da,all,all,0                       ! fixed boundary condition on areas
!! Apply a z-displacement at the free end of the beam
cmsel,s,BEAM,volu
aslv
asel,r,loc,x,Beam_L
nsla,s,1
nsel,r,loc,z,Ox2_t
d,all,uz,-Ox2_t

!alls
```


© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008


```
!d,all,all                          ! fix the beam to chek the stress gradient
!! symmetry conditions
nsel,s,loc,y,0
dsym,symm,y
!! For bridge : apply additional symmetry condition
!cmsel,s,BEAM,volu
!aslv
!asel,r,loc,x,Beam_L
!nsla,s,1
!dsym,symm,x
!alls
finish

!!!!! or Solve N static analysis with a stress gradient and a compressive stress
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\solve_Nstatic,inp
```

4.2.2 Paramètres dimensionnels

```
!!!!! Parameters to fix the dimensions of the beam

! Resonator
Beam_L=460                          ! Beam length (micron)
Beam_W=15                           ! Beam width (micron)

! Anchor
ANC_L=21                            ! PS-anchor length (micron)
ANC_W=21                            ! PS-anchor width (micron)
Ox2_L=15                            ! CO-opening length (micron)
Ox2_W=15                            ! CO-opening width (micron)
! Layers
Ox2_t=.4                            ! Oxide thickness (micron)
PS2_t=3.75                          ! PS2 poly-Si thickness (micron)
```

4.2.3 Propriété des matériaux

```
!!!!! Material properties

/prep7

! isotropic material properties of Si02 layer Ox2 (material 1)

mp,ex,1,80e3                        ! Young's Modulus (MPa)
mp,nuxy,1,0.27                      ! Poisson's ratio
mp,dens,1,2200e-18                  ! Density (kg/um^3)
mp,alpx,1,1e-6                      ! Coef of thermal expansion (/?C)

! isotropic material properties of doped poly-Si layer PS2 (material 2)

mp,ex,2,160e3                       ! Young's Modulus (MPa)
mp,nuxy,2,0.28                      ! Poisson's ratio
mp,dens,2,2330e-18                  ! Density (kg/um^3)
mp,alpx,2,2.6e-6                    ! Coef of thermal expansion (/?C)

finish
save
```

4.2.4 Construction du modèle géométrique

```
!!!!! Modeling of the beam with its anchor (bottom-up version)

/prep7

wpoffs,,,Ox2_t

! Beam
rectng,0,Beam_L,-Beam_W/2,Beam_W/2
cm,BEAM_a,area
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
asel ,none

! Anchor
rectng ,0, -ANC_L, -ANC_W/2 ,ANC_W/2
Ox2_x1=-(ANC_L-Ox2_L )/2
Ox2_x2=-(ANC_L+Ox2_L )/2
Ox2_y1=-Ox2_W/2
Ox2_y2=-Ox2_y1
rectng , Ox2_x1 , Ox2_x2 , Ox2_y1 , Ox2_y2
cm,ANCHOR_a, area
cmsel , a ,BEAM_a, area
aovl , all
aglue , all
cmsel , u ,BEAM_a, area
cm,ANCHOR_a, area
ksel , s , loc , x , Ox2_x1 , Ox2_x2
ksel , r , loc , y , Ox2_y1 , Ox2_y2
lslk , s ,1
asll , s ,1
cm,CONTACT_a, area

alls
finish
save
```

4.2.5 Maillage du modèle géométrique

```
!!!!! Meshing of the resonator with its support (bottom-up version)

/prep7
alls

! Meshing area
! beam
cmsel , s ,BEAM_a, area
esize ,7.5
aatt ,2 , ,2
!ESYS,11
amesh , all
! anchors
cmsel , s ,ANCHOR_a, area
esize ,5                                    ! define element size
aatt ,2 , ,2
amesh , all

! Build meshed volumes from areas
alls
type ,1
mat ,2
esize , , n_layer
! beam and anchor
cmsel , s ,BEAM_a, area
cmsel , a ,ANCHOR_a, area
vext , all , , , , , PS2_t
vsel , u , loc , x ,0 ,BEAM_L
cm,ANCHOR, volu
vsel , inve
cm,BEAM, volu
vsel ,none
! anchor
!cmsel , s ,ANCHOR_a, area
!vext , all , , , , , PS2_t
!cm,ANCHOR, volu
!vsel , none
! contact
type ,3
esize , ,1
cmsel , s ,CONTACT_a, area
vext , all , , , , , -Ox2_t
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
cm,CONTACT, volu

wpoffs,,,-0x2_t
WPSTYLE,,,,,,,,0

allsel
finish
save
```

4.2.6 Analyses statiques des déformations

```
!!!!! Solve a static analyse with a stress gradient


! do-loop to show the influence of initial stress on the beam deflection
n_iter=15                                   ! number of iterations
! table resumming stress values and corresponding deflection
*dim,Res_tab,array,n_iter,3
Res_tab(1,1)=-10,-20,-24,-36,-38,-43,-45,-48,-50,-56,-60,-100,-200,-250,-300

*do,iter,1,n_iter

        Sg=Res_tab(iter,1)

        !!! write file of intial stress data
        allsel,all
        cmsel,s,BEAM,volu
        cmsel,a,ANCHOR,volu
        eslv,s
        *cfopen,'isfile_grad','ist'
        *use, write_stress_layered186, 'isfile_grad', 'ist',, 300, 300, 0, 0, 0, 0, Sg, n_layer,
        *cfclos

        allsel

        !*return,0

        !!! solution
        /solu
        cmsel,s,BEAM,volu
        cmsel,a,ANCHOR,volu
        eslv,s
        isfile,read,'isfile_grad','ist',,1
        !istress,-200
        iswrite,on
        allsel
        antype,static,new
        nlgeom,on
        pstres,on
        !nsubst,100
        neqit,50
        outres,all,all
        solve
        finish


        /post1
        cmsel,s,BEAM,volu
        nslv,s,1
        nsel,r,loc,y,0
        nsort,U,Z
        *get,Uz_max,SORT,0,MAX
        *get,nUz_max,SORT,0,IMAX
        *get,Uz_min,SORT,0,MIN
        *get,nUz_min,SORT,0,IMIN
        *if,Uz_max,GT,0,THEN
                Res_tab(iter,2)=Uz_max
                Res_tab(iter,3)=NX(nUz_max)
        *else
                Res_tab(iter,2)=Uz_min
```


© 2009 Tous droits réservés.

```
            Res_tab(iter,3)=NX(nUz_min)
        *endif
        finish

        !!!!! Write results into a file
        !/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%/write_file,inp
*enddo


*vplot,Res_tab(1,1),Res_tab(1,2)

!!!!! Write sum up into a file
*cfopen,Cant3Dgrad_results,txt,,append

*vwrite
('------------------------------------------------------------------------------')
*vwrite
('Deflection␣vs␣Stress␣Gradient')
*vwrite
('------------------------------------------------------------------------------')

*vwrite
('Beam␣thickness␣(microns):')
*vwrite,PS2_t
(F6.2)

*vwrite
('Gap␣thickness␣(microns):')
*vwrite,CO_t
(F6.2)

*vwrite
('Beam␣length␣(microns):')
*vwrite,BEAM_L
(F8.2)


*vwrite
('stress␣grad.␣(MPa/um)␣␣;␣z-disp.␣(um)␣␣␣␣;␣x-pos.␣(um)')
*vwrite,Res_tab(1,1,1),Res_tab(1,2,1),Res_tab(1,3,1)
(F8.2,'␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣␣;␣',F12.6,'␣␣␣␣;␣',F12.6)

*cfclos
```

4.2.7 Ecriture des résultats dans un fichier de texte

```
!!!!! write results in a file

/post1

*get,nnode,node,,num,max          ! get number of nodes

*del,x
*dim,x,,nnode                     ! set up arrays for node locations
*del,y
*dim,y,,nnode
*del,z
*dim,z,,nnode
*del,U_x
*dim,u_x,,nnode                   ! set up arrays for node displacement
*del,U_y
*dim,u_y,,nnode
*del,U_z
*dim,u_z,,nnode

*vget,x(1),node,1,loc,x           ! get coordinates
*vget,y(1),node,1,loc,y
*vget,z(1),node,1,loc,z
*vget,u_x(1),node,1,u,x           ! get displacement
*vget,u_y(1),node,1,u,y
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

Thèse de Marc Sworowski, Lille 1, 2008


```
*vget,u_z(1),node,1,u,z

*cfopen,Cant_results,txt,,append

*vwrite
(/'————————————————————————————————————————————————————————————')
*vwrite
('Deflection␣simulation␣for␣a␣bridge␣having␣an␣uniaxial␣resitual␣stress␣−␣3D␣model')
*vwrite
('————————————————————————————————————————————————————————————')

*vwrite
(/'Beam␣thickness␣(microns):')
*vwrite,PS2_t
(F6.2)

*vwrite
(/'Beam−to−substrate␣gap␣(microns):')
*vwrite,Ox2_t
(F6.2)

*vwrite
(/'Beam␣length␣(microns):')
*vwrite,BEAM_L
(F8.2)

*vwrite
(/'Uniaxial␣stress␣(MPa):')
*vwrite,S
(F8.2)

*vwrite
(/'node␣num.␣;␣x−pos.␣(um)␣␣;␣y−pos.␣(um)␣␣;␣z−pos.␣(um)␣␣;␣x−disp.␣(um)␣;␣y−disp.␣(um)␣;␣z−disp.␣
*vwrite,sequ,x(1),y(1),z(1),u_x(1),u_y(1),u_z(1)
(F6.0,'␣␣␣␣;␣',F12.6,'␣;␣',F12.6,'␣;␣',F12.6,'␣;␣',F12.6,'␣;␣',F12.6,'␣;␣',F12.6)

*cfclos

finish
```

4.3 Membrane et poutres de support des résonateurs circulaires

4.3.1 Corps du programme

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
!          Script for the Analysis of the prestressed disk resonator support
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

finish
/clear
/units, uMSK
/facet, fine
/title, Disk resonator
/filename, disk


*AFUN,deg                          ! unit for angular functions is Degree


f_path1='C:\XXX'
f_path2='\XXX'
f_path3=''
f_path4=''
f_path5=''

*ulib,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\macro,inp
```


© 2009 Tous droits réservés. http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
!!!!! constants
! Dimensions
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\parameters,inp
! Boolean parameters to select elements to be modeled
DO_RESONATOR = 0        ! include disk resonator ? (1=yes; 0=no)
! Parameters to layer the stressed layer
n_layer=10                      ! number of layers
n_intpt=1                       ! number of integration point per layer (1,3,5,7)

!!!!! Material properties
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\material_prop,inp


!!!!! Define element types
/prep7
et,1,MESH200,7,1                ! area element for pre-meshing: rectangular without midnodes
! need brick elements for volume meshing
et,2,SOLID186,0,1                ! 3D structural solid (dof = UX, UY, UZ)
asel,all
aatt,,,1
fini


!!!!! Modeling of the resonator with its support
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\modeling2Dsupport,inp


!!!!! Association of element attributes with volumes & Meshing of the resonator with its support
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\meshing2Dsupport,inp


!!!!! Modeling and meshing of the resonator
*if,DO_RESONATOR,eq,1,then
        /input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\modeling2Dreson,inp
*endif
!*return,0      ! exit script

!!!!! Boundary conditions
/prep7
! no displacement of support extremities
cmsel,s,OUT_ANC,volu
aslv
asel,r,loc,z,-Ox2_t
da,all,UX,0
da,all,UY,0
da,all,UZ,0
! symmetry conditions
csys,1          ! cylindrical coordinate system
theta1=-360/ANC_nb/2
theta2=-theta1
cmsel,s,SUPPORT,volu
*if,DO_RESONATOR,eq,1,then
        cmsel,a,CENT_ANC_DOWN,volu
        cmsel,a,RESON,volu
*endif
aslv
asel,r,loc,y,theta1
nsla,s,1
!nsel,r,loc,x,0,ANC_r    !
dsym,symm,y,1
!d,all,all
aslv
asel,r,loc,y,theta2
nsla,s,1
!nsel,r,loc,x,0,ANC_r    !
dsym,symm,y,1
!d,all,all
csys,0          ! cartesian coordinate system

alls
finish
```


© 2009 Tous droits réservés.

http://www.univ-lille1.fr/bustl

```
!!!!! Solve a static analyse with a stress gradient
/input,%f_path1%%f_path2%%f_path3%%f_path4%%f_path5%\solve_1static,inp
```

4.3.2 Paramètres dimensionnels

```
!!!!! Parameters to fix the dimensions of the disk resonator

! Resonator
RES_r=100                       ! Disk resonator radius (micron)
RES_t=20                        ! Disk resonator thickness (micron)

! Support
ANC_r=10                        ! PS2-on-resonator anchor radius (micron)
COI_L=50                        ! Anchor-to-substrate contact length
COI_W=100                       ! Anchor-to-substrate contact width
COO_W=60                        ! PS2-on-PS contact width
ANC_W=20                        ! resonator-to-substrate beam anchor width
ANC_nb=6                        ! Number of PS2-on-substrate anchors
ANC_memb=1                      ! Anchor is a membrane ? (1=yes; 0=no)
PATH_W=20                       ! path width
! Layers
HL_t=4.5                        ! Low Ohmic depth (micron)
PS_t=.8                         ! PolySilicon layer thickness (micron)
Ox1_t=.1                        ! thin scrificial layer thickness (micron)
Ox2_t=.4                        ! TEOS thickness (micron)
PS2_t=2.25                      ! PS2 poly-Si thickness (micron)
! Design rules
dim_DE=1                        ! dimension of DE opening
di_PAD_RES=250                  ! distance between the pad and the resonator center
di_PAD_PAD=70                   ! distance between two pads
ov_HL_DE=2                      ! overlap of HL over DE
ov_HL_PS=2                      ! overlap of HL beyond PS
ov_PS_DE=2                      ! overlap of PS over DE
ov_PS2_PS=2                     ! overlap of PS2 over PS (above the resonator)
di_COO_ANC=8                    ! distance between PS2 outer contact and PS2 anchor
ov_PS2_Ox2=2                    ! overlap of PS2 over Ox2
ex_PS2_PS=5                     ! extension of PS2 beyond PS
ov_Ox2_PS=2                     ! extension of Ox2 beyond PS
di_HO_ANC=16                    ! distance from the resonator center to PS2 Holes around the Anch
ov_PS2_HM=10                    ! overlap of PS2 beyond HM
! Dimensions calculated from previous parameters
PS_do_rin = RES_r-ov_PS_DE
PS2_do_rin = PS_do_rin+ov_PS2_PS+di_COO_ANC
Ox2_do_rin = PS2_do_rin+ov_PS2_Ox2
Ox2_do_rout = Ox2_do_rin+COO_W
PS_do_rout = Ox2_do_rout+ov_Ox2_PS
PS2_do_rout = PS_do_rout+ex_PS2_PS
HL_El_r = PS_do_rout+ov_HL_PS
PS2_ci_r = ANC_r+ov_PS2_PS
PS2_El_r = PS2_do_rin-di_COO_ANC
HM_El_r = PS2_do_rin+ov_PS2_HM
```

4.3.3 Propriété des matériaux

```
!!!!! Material properties

/prep7

! isotropic material properties of doped poly-Si layer PS2 (material 5)

mp,ex,5,160e3                   ! Young's Modulus (uN/um^2)
mp,nuxy,5,0.28                  ! Poisson's ratio
mp,dens,5,2330e-18              ! Density (kg/um^3)
mp,alpx,5,2.6e-6                ! Coef of thermal expansion (/řC)

finish
save
```


© 2009 Tous droits réservés.

4.3.4 Construction du modèle géométrique plan du support

```
!!!!! 2D Modeling of the disk resonator support
!       only a section of the system is here modeled; the complete system will then be built by sy

/prep7

theta1=-360/ANC_nb/2
theta2=-theta1

! Anchor
cyl4,0,0,0,theta1,ANC_r,theta2
cm,CENT_ANC,area                    ! name the component
! membrane
*if,ANC_memb,eq,1,then
        csys,1                              ! Cylindrical coordinate system with Z as the axis of rot
        cyl4,0,0,ANC_r,theta1,PS2_El_r,theta2
        !cyl4,0,0,ANC_r,theta1,PS2_do_rout+di_COO_ANC,theta2     ! for test
        cmsel,a,CENT_ANC,area
        asel,none
*endif
! Support beam
csys,0                              ! Cartesian coordinate system
rectng,0,PS_do_rin-Ox2_t,-ANC_W/2,ANC_W/2
cyl4,0,0,ANC_r,theta1,PS_do_rin-Ox2_t,theta2
ainp,all
rectng,PS_do_rin-Ox2_t-PS2_t,PS_do_rout+Ox2_t+PS2_t,-ANC_W/2,ANC_W/2
rectng,PS_do_rout+Ox2_t,PS2_do_rout+di_COO_ANC+COI_L,-ANC_W/2,ANC_W/2
alls
cmsel,u,CENT_ANC,area
aadd,all
numcmp,area                         ! compress the numbering of volumes
cm,SUP_BEAM,area                    ! name the component
cmsel,a,CENT_ANC,area
aglue,all
cmsel,u,CENT_ANC,area
cm,SUP_BEAM,area                    ! name the component
asel,none
! Support-beam to substrate anchor
rectng,PS2_do_rout+di_COO_ANC,PS2_do_rout+di_COO_ANC+COI_L,-ANC_W/2,ANC_W/2
cm,OUT_ANC,area
cmsel,a,SUP_BEAM,area
aovlap,all
cmsel,u,OUT_ANC,area
cm,SUP_BEAM,area                    ! name the component

alls
cm,SUPPORT,area                     ! name the component
asel,none


alls
finish
save
```

4.3.5 Extension 3D et maillage du support

```
!!!!! Meshing of the resonator support (bottom-up version)

/prep7
alls

! Meshing area
! support
cmsel,s,SUPPORT,area
cmsel,u,OUT_ANC,area
esize,5
aatt,2,,1
amesh,all
```


© 2009 Tous droits réservés.

```
! anchors
cmsel,s,OUT_ANC,area
esize,10                                    ! define element size
aatt,2,,1
amesh,all

! Build meshed volumes from areas
alls
! support
type,2
mat,3
esize,,n_layer
cmsel,s,SUPPORT,area
vext,all,,,,,PS2_t
cm,SUPPORT,volu
vsel,none
! anchor
type,2
mat,4
esize,,1
cmsel,s,OUT_ANC,area
vext,all,,,,,-Ox2_t
cm,OUT_ANC,volu

alls
finish
save
```

4.3.6 Construction du modèle géométrique du résonateur

```
!!!!! 2D Modeling of the disk resonator
!       only a section of the system is here modeled; the complete system will then be built by sy

/prep7
vsel,none

theta1=-360/ANC_nb/2
theta2=-theta1

! Anchor
type,2
mat,3
esize,,1
cmsel,s,CENT_ANC,area                       ! Select center anchor
vext,all,,,,,-Ox2_t
cm,CENT_ANC_DOWN,volu                       ! name the component
vsel,none
asel,none
! Resonator
wpoffs,0,0,-Ox2_t
cyl4,0,0,0,theta1,RES_r,theta2
cm,RESON,area                               ! name the component
esize,5
aatt,2,,1
amesh,all
type,2
mat,1
esize,,1
cmsel,s,RESON,area                          ! Select center anchor
vext,all,,,,,-RES_t                         ! Extrude 2D -> 3D
cm,RESON,volu                               ! name the component

wpoffs,0,0,Ox2_t

nsel,s,loc,z,-Ox2_t
nummrg,node
ksel,s,loc,z,-Ox2_t
nummrg,kp

alls
```


© 2009 Tous droits réservés.

```
finish
save
```

4.3.7 Analyse statique des déformations

```
!!!!! Solve a static analyse with a stress gradient

!!! write file of intial stress data
allsel,all
cmsel,s,SUPPORT,volu
eslv,s
*cfopen,'isfile_grad', 'ist'
*use, write_stress_layered186, 'isfile_grad', 'ist',, 15, 15, 0, 0, 0, 0, -10 n_layer, n_intpt
*cfclos

allsel

!!! solution
/solu
cmsel,s,SUPPORT,volu
eslv,s
isfile,read,'isfile_grad','ist',,1
iswrite,on
allsel
antype,static,new
nlgeom,on
pstres,on
neqit,70
outres,all,all
solve
finish

/post1
/VIEW,1,,-1
plnsol,u,z
```


© 2009 Tous droits réservés.