

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
UFR D'ÉLECTRONIQUE

en vue de l'obtention du

GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité : Électronique



Intégration, et caractérisation physique de nanostructures pour les technologies de l'information et de la communication. Application au filtrage électromécanique dans la gamme des radiofréquences (0,8-2,4 GHz).

par

Vincent AGACHE
Ingénieur ISEN

Soutenance pour le 17 Octobre 2003 devant la commission d'Examen :

Président	A. CAPPY	Directeur de l'IEMN, et professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille.
Rapporteurs	S. BALLANDRAS	Directeur de recherche au CNRS, Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs
	J. P. AIME	Directeur de recherche au CNRS, Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne
Examineurs	W. STEICHEN	Société TEMEX Microelectronics
	Y. CHEN	Directeur de recherche au CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Professeur à l'École Normale Supérieure.
Directeur de la thèse	D. COLLARD	Directeur de recherche au CNRS, Professeur de l'Université de Tokyo
Invités	A. KAISER	Directeur de recherche au CNRS, Professeur à l'ISEN
	L. BUCHAILLOT	Chargé de recherche au CNRS, responsable du groupe Microsystèmes Silicium à l'IEMN

À Émilie,

À mes parents et grands-parents

À ma famille et mes amis

**« Do not worry about your difficulties in Mathematics, I
can assure you that mine are still greater »**

Albert Einstein

Remerciements

Cette thèse a été préparée au sein de l'équipe Microsystèmes Silicium à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique, et de Nanotechnologie (IEMN), et plus particulièrement dans le département ISEN (Institut Supérieur d'Électronique du Nord). À ce titre, je remercie les directeurs successifs de l'IEMN Messieurs Georges SALMER et Alain CAPPY qui de plus m'a fait l'honneur de présider ce jury de thèse, ainsi que Didier STIEVENARD directeur adjoint de l'IEMN et responsable du département ISEN.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Jean-Pierre AIMÉ, Directeur de Recherche au CNRS au Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH), et Monsieur Sylvain BALLANDRAS, Directeur de Recherche au CNRS au Laboratoire de Physique et de Métrologie des Oscillateurs (LPMO), qui ont accepté d'expertiser ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je remercie Messieurs Yong CHEN, Directeur de Recherche au CNRS au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) et professeur à l'École Normale Supérieure de Cachan, et William STEICHEN (société TEMEX Microelectronics) d'avoir accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury.

Je remercie chaleureusement Dominique COLLARD, mon directeur de thèse, qui a dirigé l'ensemble des travaux scientifiques présentés dans ce manuscrit, m'a accompagné et soutenu depuis le DEA. Son sens de la créativité, son dynamisme et sa bonne humeur quotidienne furent pour moi une véritable source de stimulation, et ont contribué à mon épanouissement dans ce travail. À travers ses conseils avisés, les connaissances qu'il aime à partager, et ses qualités humaines, il représente à mes yeux et à plus d'un titre un « modèle ». Je souhaite que d'autres personnes, après moi, puissent profiter de ses enseignements et de sa passion communicative. Qu'il trouve ici le témoignage de ma reconnaissance la plus vive.

J'exprime ma profonde gratitude à Lionel BUCHAILLOT, responsable du groupe Microsystèmes Silicium, qui a co-encadré et suivi de près le travail effectué au cours de ces trois années. J'ai été très sensible à son souci perpétuel de l'innovation, sa qualité d'écoute, et ses recommandations toujours appropriées. Je tiens à le remercier également pour m'avoir fait partager ses connaissances en mécanique des milieux continus. Enfin, merci à toi Lionel, pour ta sympathie, ta disponibilité, l'autonomie et la liberté que tu m'a accordées dans l'organisation de mon travail, et enfin ton humour souvent décapant pour ne pas dire « capillotractant ».

J'adresse un grand merci à Bernard LEGRAND, chargé de recherche au CNRS, pour sa disponibilité sans faille, sa rigueur scientifique affûtée au contact de laquelle j'ai beaucoup appris durant ces années. Bernard m'a initié aux techniques de la microscopie à force atomique, et une grande partie des résultats expérimentaux présentés dans le troisième chapitre du manuscrit lui est redevable.

REMERCIEMENTS

My deep gratitude to Beomjoon KIM, associate professor at Tokyo University. I would like to thank you for your help and precious advices you gave me concerning technology processes and the japanese way of life. Please take care of yourself and see you in Tokyo next year.

Mes remerciements les plus vifs à Andréas KAISER, coordinateur du projet MELODICT, au sein duquel s'inscrit une grande partie de ce travail.

Je ne saurais oublier Jean-Noël DECARPIGNY, ancien directeur de l'ISEN, grâce à qui j'ai eu la chance de découvrir, en 1995, l'existence des microsystèmes à l'occasion d'un exposé qu'il faisait sur les activités de Dominique COLLARD au LIMMS (Laboratory for Integrated Micro-Mechanronic Systems) à Tokyo, et qui a conditionné mon engouement pour la recherche scientifique. Je souhaiterais lui rendre hommage à travers ce travail.

Je voudrais remercier l'ensemble du personnel technique de la centrale de technologie et de caractérisation de l'IEMN pour le savoir-faire et le travail de qualité qu'ils dispensent quotidiennement aux chercheurs et doctorants. Je tiens à distinguer notamment Patrice BIGOTTE, responsable de la salle Silicium, et saluer l'aide précieuse que Roger RINGOT a apportée à la réalisation du dispositif de nanopréhension à surface adaptative. Je remercie enfin Madame Sylvie LEPILLET, de la centrale de caractérisation, pour la participation et la patience dont elle a fait preuve, lors des caractérisations électriques des composants à base de lame.

Je souhaite aussi exprimer ma reconnaissance envers Vincent SENEZ pour l'aide et le temps qu'il m'a consacrés à l'occasion de simulations d'oxydation thermique sous le logiciel IMPACT-IV.

J'ai eu également le plaisir de travailler avec des personnes issues d'autres laboratoires français durant cette thèse. Je pense en premier lieu à Hélène BOUCHIAT du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) à Orsay, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler dans le cadre du projet « M4N » (Micro For Nano) portant sur la réalisation de micro-instruments pour la caractérisation physique des nanotubes de carbone. Qu'elle trouve ici, ainsi que ses collègues et étudiants Meydi FERRIER et Sophie GUÉRON, l'expression de mes sincères remerciements. Merci également à Bruno DAUNAY du Laboratoire de Robotique de Paris (LRP) pour ses précieux renseignements bibliographiques sur les systèmes de nanopréhension.

Je remercie Madame Anne LOMBARD, assistante du groupe Microsystèmes, pour son travail dévoué, sa bonne humeur, et ses gâteaux au gingembre.

Je remercie tous mes collègues de l'équipe Microsystèmes, qui ont contribué à maintenir une ambiance de travail à la fois sympathique et dynamique au cours de ces trois années : Olivier, Manu, Philou le roi du Derbouka, François, Mathieu, Philou le gringo du café, Jean-Baptiste, Anne-sophie, et Karim avec qui j'ai eu des discussions constructives et enrichissantes sur le thème des résonateurs électromécaniques.

Merci à tous les autres thésards et chercheurs de l'IEMN que j'ai côtoyés durant ces années à l'IEMN et avec qui j'ai échangé des discussions, partagé un café, un repas, un crawl à la

REMERCIEMENTS

piscine, ou un match de foot: Thomas, Thibault, Rachid, Renaud, Momo, Guilhem, Christophe, Thierry, Dimitri, Kamal, Alexandre, Karine.

Un grand merci à mes amis Jean-Philou, Cahuete, Nico et Nico, Mathieu, Rachid, Vince, Arnaud et Julien qui ont inconsciemment participé à l'élaboration de ce manuscrit, en m'aidant à me détendre et prendre le recul nécessaire devant le travail.

Mes derniers mots, et non les moindres, sont adressés à mes parents et grands-parents, pour les valeurs qu'ils m'ont inculquées et que je m'attacherai à prolonger, ainsi qu'à Émilie, mon épouse, pour m'avoir soutenu durant ces trois années, dans les moments de joie comme de découragement. J'espère, à travers ce travail, les honorer et leur dédie ce manuscrit.

Sommaire

Remerciements.....	3
Sommaire.....	7
Introduction générale.....	9
I Conception et réalisation de nano-résonateurs électromécaniques pour le filtrage RF.....	13
II Modélisation de l'oxydation thermique de pointes en silicium.....	107
III Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.....	137
IV Perspectives.....	197
Conclusion générale.....	231
Annexes.....	233
Liste des publications.....	267

Introduction générale

Dès la réalisation du premier transistor¹ semiconducteur bipolaire en décembre 1947 par John Bardeen, William Shockley, et Walter Brattain, la course à la miniaturisation a constitué un véritable leitmotiv chez les concepteurs de puces électroniques. Ainsi, le premier microprocesseur d'Intel, le 4004, conçu en 1971, comptait 2300 transistors répartis sur une surface de 13,4 mm². Aujourd'hui, le nouveau processeur PowerPC G5 de Macintosh en abrite 58 millions sur 118 mm², soit une multiplication de la densité d'intégration par 2860 en un peu plus de 30 ans. La technologie de fabrication du processeur PowerPC G5 est basée sur un procédé CMOS² SOI³, caractérisé par une largeur de grille de transistor de 0,13 µm. Il est fort probable que pour les processeurs de demain, les dimensions de ces composants franchissent la barre mésoscopique de moins de 0,1 µm. Il reste qu'en abordant l'échelle nanométrique, les concepteurs de puces se heurtent à de nouvelles difficultés, contrariant les prévisions de la loi de Moore⁴. En effet, cette limite laisse entrevoir d'autres effets physiques, qui sont prédominants à cette échelle (mécanique quantique, physique des surfaces et interfaces...). Ces concepts doivent être pris en compte si l'on souhaite travailler dans le domaine de la physique des nanostructures, et des nanotechnologies⁵. Mais qu'entend-t-on par les nanotechnologies ? De nombreux scientifiques la définissent comme l'ensemble des sciences ayant pour objet de concevoir, fabriquer et utiliser des structures d'une dimension allant de l'échelle atomique jusqu'à environ 100 nanomètres.

Ainsi, depuis quelques années, au même titre que la nanoélectronique silicium, sont apparus les termes d'électronique moléculaire, nanomanipulation, nanotribologie... Le domaine des microsystèmes, référencés également sous l'acronyme de MEMS⁶, n'est pas épargné par cette volonté de miniaturisation. En effet, alors que le marché des MEMS n'est pas encore totalement établi, on voit déjà apparaître les nanosystèmes (NEMS⁷). Revenons brièvement sur l'historique et ce que l'on désigne par les microsystèmes. Les premiers démonstrateurs sont apparus au début des années 1980 dans des centres de recherche académique situés aux Etats-Unis et au Japon (où ils sont référencés sous le terme de micromachines). Ces dispositifs sont nés de la volonté d'intégrer sur une même plaque de silicium, des capteurs, des actionneurs (éléments mécaniques, engrenages et moteurs...), avec leur électronique de traitement du signal, et ce en s'appuyant uniquement sur les techniques de fabrication de la microélectronique. Ainsi, on définit un microsystème comme étant un dispositif multifonctionnel, dont le volume est inférieur à quelques centaines de mm³, capable de détecter des grandeurs physico-chimiques, traiter les informations captées, les communiquer à l'extérieur et déclencher des actions. Parmi les principaux avantages attribués aux microsystèmes par rapport à des systèmes équivalents macroscopiques, on peut citer la miniaturisation des dispositifs (encombrement restreint, sensibilité accrue, basse

¹ Transistor : abréviation de Transconductance resistor

² CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor.

³ SOI : Silicon On Insulator

⁴ Gordon Moore, cofondateur de la société Intel, affirma en 1965 que la capacité de traitement des circuits intégrés (*i.e.* la densité d'intégration des transistors) doublerait tous les 18 mois.

⁵ Le terme « nanotechnologie » fut utilisé pour la première fois en 1974 par Norio Tanigushi.

⁶ MEMS : Micro Electro Mechanical Systems

⁷ NEMS : Nano Electro Mechanical Systems

consommation...), la possibilité de fabrication collective (bas coût), et l'intégration avec les circuits intégrés. L'ensemble de ces caractéristiques a suscité dès lors un vif intérêt au sein de la communauté scientifique internationale, puis de la part des industriels. Ainsi, les premières applications industrielles ont commencé à voir le jour vers la fin des années 1980. Parmi les exemples les plus notables, on peut citer les micro-accéléromètres, dont le produit ADXL 150⁸, pilotant le déclenchement des coussins gonflables des véhicules automobiles, et le système DLP^{TM9} de projection vidéo miniaturisé.

Outre les deux applications relevées précédemment, on trouve également des MEMS dans le domaine des périphériques informatiques et notamment pour des têtes d'impression à jet d'encre et les têtes de lecture de disques durs. Des MEMS sont également développés pour des applications ayant trait au domaine médical : il s'agit de dispositifs capables de détecter de très faibles accélérations afin de rendre les pacemakers auto-adaptables aux différentes activités physiques du porteur. Les secteurs de la défense, de l'espace, de l'aéronautique, et des télécommunications sont également concernés. Ainsi, pour ce dernier secteur, un rapport prévisionnel datant de septembre 2002¹⁰ a établi que le marché des MEMS devrait représenter un milliard de dollars en 2007.

Comme on peut le constater, le marché des MEMS est en pleine expansion. Néanmoins, à l'heure des nanotechnologies où l'on parle des transistors à nanotube de carbone¹¹, où les brins d'ADN constituent également des prétendants pour les composants ultimes, le développement des MEMS ne pourra se poursuivre sans l'accession aux dimensions submicroniques. Une volonté forte a donc été affichée ces dernières années parmi les centres de recherche académique et industrielle pour réaliser des actionneurs et capteurs électromécaniques de dimensions nanométriques (NEMS). Ainsi, l'entité d'IBM Research à Zurich a développé et mis en service récemment, ce qu'elle qualifie de plus grand ensemble de sondes d'acquisition intégrées (soit 1024 pointes de 20 nm de rayon de courbure à l'apex organisées en 32 rangées de 32), et qu'IBM appelle le « millipede »¹². En mimant le système des cartes perforées à l'échelle du nanomètre, les chercheurs ont démontré, à l'aide d'un procédé thermomécanique, la lecture et l'écriture simultanées de densités d'informations équivalentes à 200 Gigaoctets sur un pouce au carré. On peut citer également l'exemple de l'électromètre nanomécanique, développé par l'équipe de recherche universitaire dirigée par Michael Roukes à Caltech¹³, et affichant une sensibilité de 0,1 électrons / $\sqrt{\text{Hz}}$.

C'est également vers un axe de recherche orienté NEMS que l'équipe microsystèmes silicium, créée en 1997 à l'IEMN, s'est récemment tournée et qui a motivé l'ensemble des travaux présentés dans ce document. Ce dernier couvre un volet applicatif et des recherches de base dans le domaine des NEMS.

La première partie du manuscrit est consacrée à la réalisation de résonateurs nano-électromécaniques à transduction capacitive pour le traitement de signal (filtrage). La bande de fréquences visée correspond à la gamme des radiofréquences (0,8-2,4 GHz) imposée dans

⁸ ADXL 150 : Développé et commercialisé par Analog Devices, Inc.

⁹ DLP : Digital Light Processor de Texas Instruments

¹⁰ Rapport établi par WTC (Wicht Technologie Consulting)

¹¹ Le 20 Mai 2002, IBM a annoncé la réalisation d'un transistor à effet de champ employant un nanotube de carbone comme canal. Publication dans Applied Physics Letters, Vol. 80, No. 20, pp. 3817-3819, 2002.

¹² Publication dans la revue Applied Physics Letters, Vol. 77, No. 20, pp. 3299-3301, 2000.

¹³ Caltech : California Institute of Technology

les standards de la communication mobile. Ainsi, ces résonateurs montés en filtre pourraient directement être intégrés dans les étages RF des émetteurs-récepteurs radio. Pour atteindre ces spécifications, il est nécessaire de fabriquer des résonateurs de taille submicronique, et s'assurer, dans le même temps, d'un entrefer nanométrique dans le cas des transducteurs électrostatiques qui font l'objet de cette étude, pour accroître leur rendement électromécanique. Aussi, le travail présenté dans cette partie porte sur la conception et réalisation de deux familles de dispositifs : la première emploie une lame de silicium comme élément vibrant, et la seconde l'extrémité d'une pointe de silicium. Cette dernière topologie a ouvert le champ à d'autres études associées à ce mémoire.

Ainsi, la deuxième partie du manuscrit traite du mécanisme d'oxydation thermique permettant d'effiler les pointes de silicium (composants de base en nanosystèmes) et qui constitue une étape importante du procédé de fabrication du filtre à base de pointe.

La troisième partie est dédiée quant à elle aux phénomènes d'adhésion entre structures mécaniques mobiles et fixes du fait des forces intersurfaciques survenant à l'échelle micro et nanoscopique (lorsque deux surfaces en vis-à-vis sont séparées d'une distance inférieure à la centaine de nanomètres). L'étude qui est présentée dans ce chapitre traite de l'adhésion appliquée au domaine des actionneurs mécaniques selon deux angles distincts : dans un premier temps, il s'agit de s'affranchir des forces intersurfaciques qui peuvent altérer le fonctionnement ou compromettre la fabrication du dispositif de filtrage nano-électromécanique à base de pointe ; dans un second temps, les forces d'adhésion sont utilisées intentionnellement pour figer une structure en forme de plateau hors du plan du substrat, à la suite d'une technique d'auto-assemblage tridimensionnel.

Enfin, la dernière partie du manuscrit s'appuie sur les résultats présentés dans les chapitres précédents, pour proposer de nouvelles voies de recherche en matière d'actionneurs nano-électromécaniques, permettant de répondre notamment à certaines des problématiques qui sont soulevées dans les études précédentes.



Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF

I	INTRODUCTION : contexte et motivation	14
II	État de l'art	19
	II.1 Le Transistor à Grille Résonante :	19
	II.2 Peignes inter-digités :	20
	II.3 Poutres bi-encastées :	20
	II.4 Poutre en flexion libre-libre :	23
	II.5 Résonateurs excités en mode de volume :	24
III	Méthodes de conception et de modélisation	25
	III.1 Conception de structures résonantes pour la gamme de fréquence RF :	25
	III.2 Modélisation électromécanique des structures résonantes :	42
	III.3 Non-linéarités dans les résonateurs à transduction par plans capacitifs parallèles :	48
	III.4 Coefficient de qualité et phénomènes dissipatifs :	50
IV	Structure et procédé de fabrication des deux familles de filtres nano-électromécaniques	57
	IV.1 Filtre à base de nanopointe vibrante :	57
	IV.2 Filtre à base de lame vibrante :	69
V	Caractérisation	76
	V.1 Matériel et protocole de mesure :	76
	V.2 Présentation des résonateurs testés :	78
	V.3 Mesures et analyses :	84
	V.4 Méthode de caractérisation alternative :	90
VI	Conclusion	94
VII	Références Bibliographiques	97

I INTRODUCTION : contexte et motivation

Le développement des technologies de l'information et de la communication a pris un essor considérable depuis ces dix dernières années. Ces technologies jouent désormais un rôle déterminant dans les rapports sociaux, dans l'économie, dans l'éducation. Elles ont provoqué un changement drastique dans le comportement des individus, et plus particulièrement dans leur façon de communiquer avec le monde environnant. La téléphonie mobile est en pleine expansion, l'information doit être disponible partout, au service des utilisateurs, et l'omniprésence des réseaux est un souci primordial pour les opérateurs téléphoniques.

En complément à l'installation de ces réseaux, beaucoup d'efforts doivent être consacrés au développement des téléphones mobiles afin d'accroître leur autonomie, multiplier leurs fonctionnalités et augmenter le débit des données échangées. Dans le même temps, cette évolution doit s'accompagner d'une réduction de la taille des composants, tout en minimisant le coût de fabrication.

Jusqu'à présent, cette volonté de réduire l'encombrement des téléphones mobiles a été freinée par l'utilisation de composants hybridés de l'interface électronique. Cette hybridation entraîne une consommation de puissance importante ainsi que des pertes par insertion conséquentes. Ces composants concernent notamment la fonction de filtrage dans la gamme des radiofréquences (RF) de 0,8 à 2,4 GHz, et dans la bande de fréquence intermédiaire (IF) 100-500 MHz. Leur rôle est de sélectionner la bande de signal allouée à l'utilisateur et de rejeter, dans le même temps, les canaux indésirables. Cette opération nécessite une sélectivité du filtre relativement élevée, et donc une faible bande passante, afin de réduire les interférences avec les autres communications et limiter l'influence des signaux parasites. À titre indicatif, la bande de fréquence attribuée à chaque canal est de 200 kHz pour la bande GSM¹ centrée sur 1,8 GHz (information d'après par l'autorité de régulation des télécommunications²).

Actuellement ces fonctions sont réalisées au moyen de filtres à ondes de surface (SAW³) [Huang 88], de céramiques piézoélectriques (fonctionnant en mode de volume), ou encore par des filtres passifs de type LC [Nguyen 92]. En effet, du fait de leur facteur de qualité élevé, ces composants surpassent les performances des filtres actifs, tant en terme de sélectivité, qu'au niveau de la réjection du signal en bande coupée. Malheureusement, le problème inhérent à ces dispositifs, réside dans leur incompatibilité de fabrication avec la technologie des circuits intégrés, nécessitant une hybridation avec les circuits RF CMOS. Les possibilités d'améliorer les émetteurs-récepteurs, en termes d'encombrement, de coût et d'autonomie, en sont donc affectées. Des études ont été menées afin de réaliser des émetteurs intégrés sur une seule puce, en proposant des architectures alternatives basées sur des techniques de conversion directe [Abidi 95], de filtrage intermédiaire large bande [Rudell 97], ou de sous-échantillonnage direct grâce à des capacités commutées [Shen 96], plutôt qu'une architecture de type superhétérodyne. Mais leurs performances globales sont bien en deçà des spécifications requises.

¹ GSM : Global System for Mobile communication.

² <http://www.art-telecom.fr/>

³ SAW : Surface Acoustic Wave : Filtre à onde de surface.

Les résonateurs de type FBAR⁴ [Lakin 99] constituent une alternative possible aux dispositifs précités. Leur fonctionnement est similaire à celui des dispositifs à base de céramiques et de quartz, pour une surface d'encombrement réduite. Apparus dès les années 80, ils sont fabriqués grâce à une technologie de micro-usinage de surface et de volume. Ces dispositifs sont constitués d'une membrane (souvent en nitrure de silicium) suspendue au-dessus d'une cavité usinée dans un substrat de silicium. Ensuite, un matériau piézoélectrique est déposé entre deux électrodes métalliques : il peut s'agir d'oxyde de zinc (ZnO), de nitrure d'alumine (AlN), ou encore d'un matériau PZT ($\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$). Le signal d'entrée est appliqué aux bornes des deux électrodes comme indiqué sur la Figure I-1. Il induit des vibrations volumiques du matériau piézoélectrique : mouvement de contraction et d'expansion. La résonance mécanique apparaît lorsque la longueur d'onde du signal d'excitation correspond au double de l'épaisseur de la couche piézoélectrique.

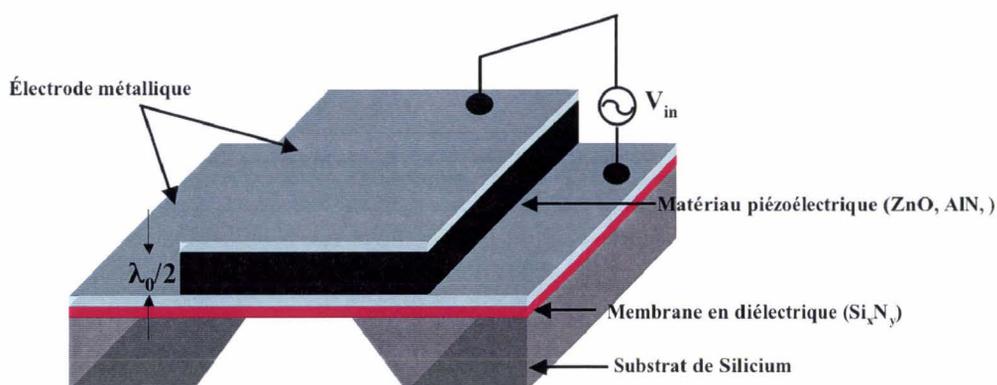


Figure I-1: Schéma de principe d'un filtre FBAR.

Des facteurs de qualité de l'ordre de 1200 à 2300 ont pu être atteints sur ce type de structures, pour des fréquences comprises entre 1,5 et 7,5 GHz [Ruby 96]. De telles valeurs sont relativement faibles, en comparaison avec celles obtenues pour des quartz. Néanmoins, elles demeurent excellentes dans des applications de type filtrage. Récemment Agilent a commercialisé un filtre FBAR [Agilent +02] présentant une bande passante comprise entre 1850 et 1910 MHz, pour une perte par insertion inférieure à 3,5 dB. Les performances de ce dispositif sont particulièrement attractives dans le cas des filtres duplexeurs, pour les téléphones cellulaires.

Type de résonateurs utilisés dans les filtres.	Facteur de Qualité	Fréquence centrale	Volume d'encombrement.
Quartz	≥ 17000	500 MHz	$10,7 \times 4,6 \times 17 \text{ mm}^3$ (= $836,74 \times 10^9 \mu\text{m}^3$)
Céramique	500-1000	70 MHz	$2 \times 2,5 \times 1,2 \text{ mm}^3$ (= $6 \times 10^9 \mu\text{m}^3$)
FBAR [Ruby 96]	1200-2300	1,5 à 7,5 GHz	$10 \times 100 \times 1 \mu\text{m}^3$ (= $1000 \mu\text{m}^3$)
MEMS [Clark +00]	≥ 9400 à $50 \mu\text{Torr}$	$\leq 156 \text{ MHz}$	$\pi \times 17^2 \times 2 \mu\text{m}^3$ (= $1815,84 \mu\text{m}^3$)

Tableau I-1: Comparaison des performances des résonateurs pour différentes technologies.

⁴ FBAR : Film Bulk Acoustic Resonator.

Parallèlement à ces travaux, le développement des techniques de micro-usinage de surface [Bustillo 98], a permis la fabrication de filtres à base de résonateurs électromécaniques [Nathanson 67], avec un coefficient de qualité très élevé [Bannon +00, Wang +00]. Leur procédé de fabrication offre de réelles perspectives d'améliorations, au sens où ces structures sont de taille micro- voire nanométrique, contribuant ainsi à la réduction de taille des dispositifs. Du fait de leur compatibilité de fabrication avec la technologie CMOS, ces résonateurs peuvent être co-intégrés avec l'électronique de traitement [Nguyen 99 b), Weigold 99, Tilmans +03], dans l'intention de proposer des émetteurs-récepteurs superhétérodynes miniatures [Nguyen 98, 99 a)], et d'accroître l'autonomie du système. Il existe plusieurs méthodes d'actionnement et de détection possibles associées à ces filtres [Stemme 91] (transduction capacitive, magnétostatique [Cleland 96], piézoélectrique [Piazza +03], optique [Vignola +02]...). Il n'en demeure pas moins que la méthode la plus simple et fréquemment employée reste celle du résonateur à transduction par plans capacitifs, de par sa facilité d'intégration avec des circuits plus complexes, son faible coût, et sa taille réduite à l'ensemble résonateur / électrodes d'entrée et sortie. À ce jour, des résonateurs électromécaniques à transduction par plans capacitifs ont déjà été démontrés pour le filtrage dans les gammes de fréquences relativement basses (10-100 kHz) [Nguyen 94], [Wang 99] et pour les fréquences intermédiaires (10-160 MHz) [Clark +00]. Nous allons illustrer leur principe de fonctionnement en considérant un résonateur à base de peignes inter-digités, encore appelé « Comb drive resonator », dont la géométrie est, à présent, très classique dans le domaine des microsystèmes.

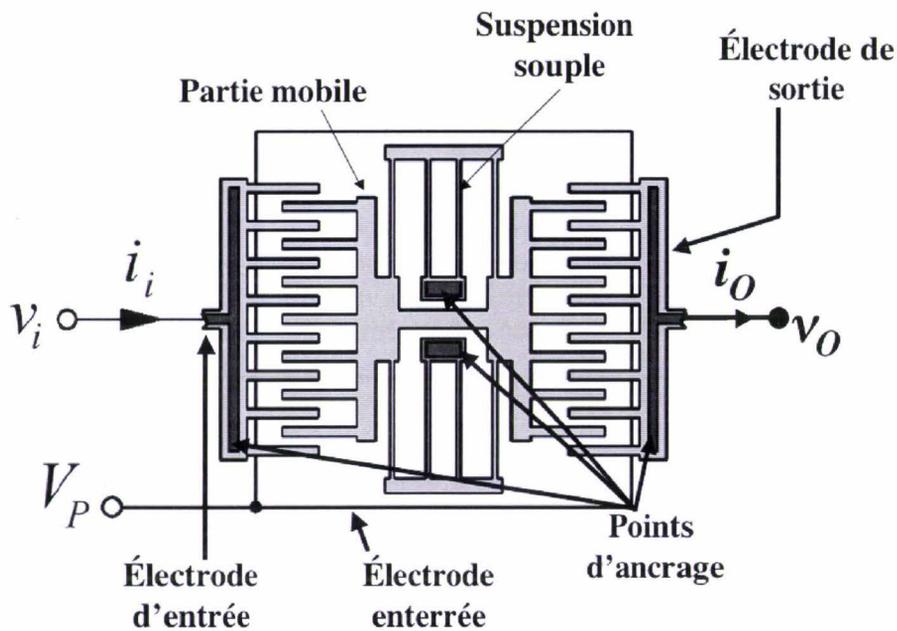


Figure I-2: Résonateur électromécanique, en forme de peigne inter-digité. La partie mobile se trouve au centre, et deux parties fixes complémentaires sont disposées de part et d'autre du résonateur.

- ⇒ La partie mobile est polarisée à tension continue constante V_P , tandis qu'un signal variable v_i de pulsation ω est appliqué sur l'électrode d'entrée. La combinaison de ces deux signaux provoque l'apparition d'une force électrostatique, qui s'applique sur la partie mobile, induisant sa mise en vibration à la pulsation d'excitation ω . La

composante continue V_p règle le couplage électrostatique (*i.e.* le module de la force excitatrice).

- ⇒ Les amplitudes de vibration sont maximales à force constante, lorsque la fréquence du signal d'entrée coïncide avec l'un des modes propres du résonateur.
- ⇒ Le mouvement mécanique de la structure se traduit par la variation temporelle de la capacité du transducteur de sortie, entraînant une modulation des charges recueillies sur l'électrode de sortie, et donc l'apparition d'un courant appelé également courant motional.
- ⇒ En conclusion, le signal électrique restitué à la sortie correspond au signal d'entrée v_i filtré aux fréquences de résonances mécaniques de la microstructure mobile.

L'atout majeur des résonateurs à base de peignes inter-digités, réside dans leur excellente linéarité et leurs amplitudes de vibration importantes. Ces deux caractéristiques sont particulièrement attrayantes dans les applications de type capteurs inertiels, tels que les gyroscopes ou les accéléromètres [Geiger 99, Yazdi 98]. Malheureusement, ces résonateurs sont associés à une masse importante et une raideur mécanique insuffisante, limitant leur fréquence de résonance à quelques centaines de kHz, voire au MHz [Nguyen 94]. En conséquence, ces structures ne peuvent être envisagées en tant que partie résonante d'un filtre électromécanique pour les gammes de fréquences en vigueur dans les standards de la téléphonie mobile. C'est dans cette dernière thématique de recherche, que s'inscrit le travail présenté dans ce chapitre, qui s'attache à proposer une nouvelle architecture de filtres compatibles avec la gamme de fréquence RF (0,8-2,4 GHz), dont le principe de fonctionnement est fondé sur celui des résonateurs électromécaniques.

Pour atteindre des fréquences de résonance compatibles avec ces spécifications, plusieurs méthodes sont possibles. Avant de les détailler, on rappelle l'expression générale de la fréquence de résonance mécanique f_r d'une structure vibrante :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_r}{m_r}}, \quad \text{Équation I-1}$$

où k_r et m_r désignent respectivement la raideur et la masse équivalentes du résonateur selon le mode sollicité. Pour accroître la fréquence de résonance, on s'attachera dans un premier temps à réduire les dimensions du résonateur (et donc sa masse équivalente m_r). Ainsi, on préfère employer des poutres simples résonantes (cf. Figure I-3) plutôt que des structures en peignes inter-digités. Cette réduction des dimensions doit préserver un rapport d'aspect géométrique suffisamment important (longueur/largeur, ou longueur/épaisseur), afin de conserver des tensions d'actionnement raisonnables.

Une autre stratégie vise à accroître la raideur équivalente k_r du résonateur, dans le cas où les limites de résolution de fabrication seraient déjà atteintes. Cette raideur dépend principalement des conditions aux limites du résonateur : poutre cantilever, poutre bi-encastée... Elle dépend également du mode de résonance selon lequel il est excité [Stemme 91] : flexion, torsion [Evoy 99, Olkhovets +00, Bilic +01], plaque, volume, contour (cf. Figure I-3) [Clark +00, +01]... En conséquence, pour un même dimensionnement une structure fonctionnant en flexion aura des modes de résonance plus bas que dans le cas d'un fonctionnement en mode de plaque. Dans le cas d'une poutre bi-encastée excitée latéralement via une électrode disposée au milieu de sa longueur, le premier mode de flexion latérale sera

privilegié. Il apporte la contribution principale dans la réponse harmonique de la structure. Si l'on souhaite favoriser le second mode de résonance en flexion, on disposera donc plutôt quatre électrodes (deux pour l'excitation et deux pour la détection), au niveau des ventres de vibration correspondants.

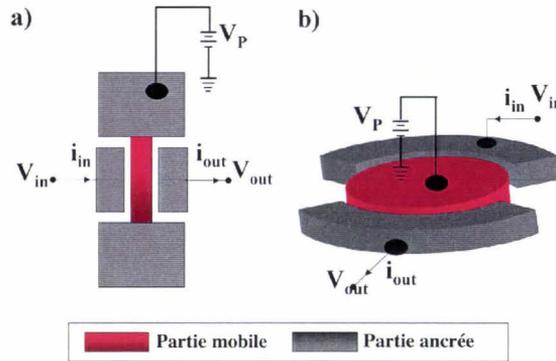


Figure I-3: (a) Poutre bi-encastée à transduction par plans capacitifs latéraux, parallèles vue de dessus (b) Vue en perspective d'un disque vibrant actionné selon des modes de contour.

Enfin, bien que n'apparaissant pas explicitement dans l'équation I-1 mais influant sur les paramètres k_r , et m_r , on privilégiera des matériaux structurels possédant un module de Young élevé (c'est le cas du diamant, du carbure de silicium [Yang +01]) et dans le même temps une masse volumique faible (silicium). Ainsi, on définit un autre facteur de mérite qui est le rapport E/ρ .

Pour les transducteurs capacitifs, il faut veiller, de plus, à réduire la largeur de l'entrefer afin d'obtenir des niveaux de signal détectables en sortie du filtre tout en conservant des tensions d'actionnement raisonnables.

Ce chapitre s'articulera autour de quatre grands axes. Dans un premier temps, nous déclinerons les principales études et réalisations en rapport avec le filtrage à base de résonateurs électromécaniques à transduction capacitive. Ensuite, nous détaillerons les théories et techniques de conception propres au filtrage électromécanique. Nous présenterons les deux prototypes de filtres électromécaniques à base de transducteurs capacitifs latéraux qui ont été conçus et fabriqués dans le cadre de ce travail. Ces deux dispositifs ont en commun de nous avoir fait aborder le domaine des nanotechnologies, de par les dimensions de leur partie vibrante, en bénéficiant des outils de lithographie électronique disponibles à l'IEMN lors de leur fabrication. De fait, on parlera plutôt dans notre cas de filtrage nano-électromécanique. Ce chapitre se clôturera par la caractérisation de l'un des deux types de dispositifs fabriqués, suivie de l'analyse des résultats obtenus, mettant en lumière la difficulté de détecter le courant motionnel pour les gammes de fréquences RF (0,8-2,4 GHz) à l'aide d'une transduction capacitive.

II État de l'art

Cette partie a pour but de présenter une sélection des principales études relatives aux résonateurs électromécaniques. Sans prétendre à l'exhaustivité, je me suis restreint aux modes d'actionnement et détection électrostatiques, en me focalisant dans le même temps sur les techniques de conception les plus avancées.

II.1 Le Transistor à Grille Résonante :

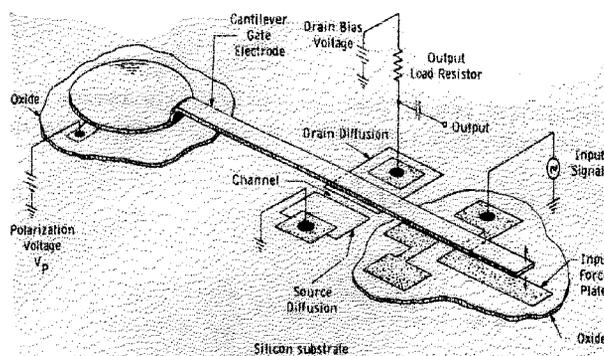


Figure II-1: Configuration et schéma électrique d'un transistor à grille résonante consistant en une poutre encastrée-libre (reproduit d'après [Nathanson 67]).

L'un des premiers travaux relatifs au filtrage électromécanique, qui en même temps marqua l'avènement des techniques de micro usinage de surface, est très certainement le Transistor à Grille Résonante, développé au Laboratoire de Westinghouse par Nathanson et co-auteurs [Nathanson 67]. Le principe de ce dispositif est la mise en vibration par couplage électrostatique d'une poutre conductrice (en Or), officiant en tant que grille d'un transistor MOS, et d'utiliser l'effet de champ pour détecter et amplifier le signal filtré en sortie (cf. Figure II-1). En effet, bien que la poutre soit polarisée à tension constante, ses vibrations mécaniques vont se traduire par une variation de la capacité grille-canal du transistor, et donc une modulation de la quantité de porteurs libres dans le canal. Plusieurs configurations de résonateurs furent étudiées : allant des poutres simples aux poutres doubles en parallèle, puis d'une structure bi-encastrée à une géométrie de type « cantilever ». Une seconde détection évoquée par les mêmes auteurs, consisterait à utiliser ces poutres vibrantes comme capacités variables pour moduler le courant de base d'un transistor bi-polaire. En terme de performances, les fréquences de résonance des poutres étaient comprises entre 1 et 100 kHz, pour un coefficient de qualité inférieur à 500.

Plus récemment, des travaux quelque peu similaires furent menés sur des transistors à double grille résonante [Weinert +01], ou encore sur des transistors SET (Single Electron Transistor) à canal résonant [Schwab +02]. Dans le dernier cas, les forces de Lorentz, que nous détaillerons dans un autre chapitre, sont exploitées aussi bien pour l'excitation que la détection.

L'avantage inhérent à la détection par effet de champ, est la faible impédance de sortie présentée par le dispositif, grâce à la conversion directe capacité / courant dans un transistor.

II.2 Peignes inter-digités :

Les premiers démonstrateurs de résonateurs électromécaniques réalisés à l'aide d'un procédé de micro-usinage de surface de structures en silicium polycristallin (compatible CMOS), et dédiés au filtrage et au traitement de signal, sont apparus vers la fin des années 1980 à l'université de Berkeley en Californie sous l'impulsion de Roger T. Howe [Tang 89]. Ces résonateurs en forme de peignes inter-digités vibrent latéralement, et parallèlement au plan du substrat. Comme il a été rappelé en introduction, la fréquence de résonance de ces structures est limitée du fait de leurs dimensions importantes. Pour autant, ils restent adaptés dans le filtrage en basses fréquences, où ils présentent des coefficients de qualité très élevés sous vide [Tang 90 & 92]. D'autre part, ils peuvent être couplés entre eux afin d'ajuster le gabarit du filtre dans lequel ils sont montés [Lin 98]. Ainsi, un filtre microélectromécanique d'ordre 3 (couplant donc trois résonateurs ; cf. Figure II-2) réalisé à partir de polysilicium dopé comme matériau structural, a pu être fabriqué. Ce dispositif présentait une fréquence centrale comprise entre 340 et 360 KHz, une perte par insertion de l'ordre du dB, un coefficient de qualité de 50000 (pour une pression inférieure à 20 mTorr), et une atténuation en bande coupée légèrement supérieure à 64dB [Wang 99].

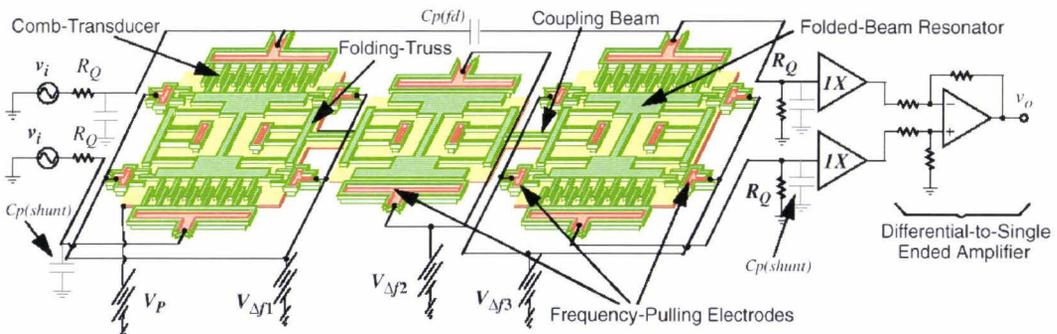


Figure II-2: Schéma d'un filtre microélectromécanique d'ordre 3, employant des résonateurs en peignes inter-digités (reproduit d'après [Wang 99]).

II.3 Poutres bi-encastées :

Afin d'augmenter la fréquence de fonctionnement du filtre, il convient de réduire la masse de la ou des parties vibrantes le constituant, et d'accroître dans le même temps leur raideur mécanique. Pour ce faire, les poutres bi-encastées sont un candidat mieux adapté que la configuration en peigne inter-digité. Il existe un grand nombre d'études en rapport avec cette configuration et l'actionnement électrostatique.

Parmi les travaux les plus aboutis relatifs à ce sujet, on peut citer ceux du groupe de Clark T. -C. Nguyen, qui a mis au point un filtre composé de deux poutres bi-encastées identiques, vibrant en mode de flexion verticale [Bannon +00]. Ces poutres sont couplées entre elles par l'intermédiaire d'une troisième poutre flexible dont la longueur correspond au quart de la longueur d'onde de la fréquence centrale du filtre (cf. Figure II-3). La position de cette poutre de couplage par rapport aux ancrages des résonateurs va permettre d'influer sur la largeur de la bande passante du filtre [Wang 97]. Qui plus est, l'avantage de cette architecture est de réduire le couplage capacitif direct entre les ports d'entrée et de sortie, élément parasite qui dégrade la détection du courant motionnel (cet effet sera détaillé ultérieurement). Des

recuits localisés post-fabrication ont été mis au point, améliorant substantiellement les performances des filtres résultants, et notamment leur coefficient de qualité [Wong 99]. Grâce à ces techniques, les auteurs ont réalisé un filtre centré autour de 68 MHz, associé à une perte par insertion de 5,5 dB, et une bande passante de 476 kHz. Jusqu'à ce jour, cette valeur de fréquence centrale est la plus élevée parmi celles obtenues dans le cadre des filtres du second ordre.

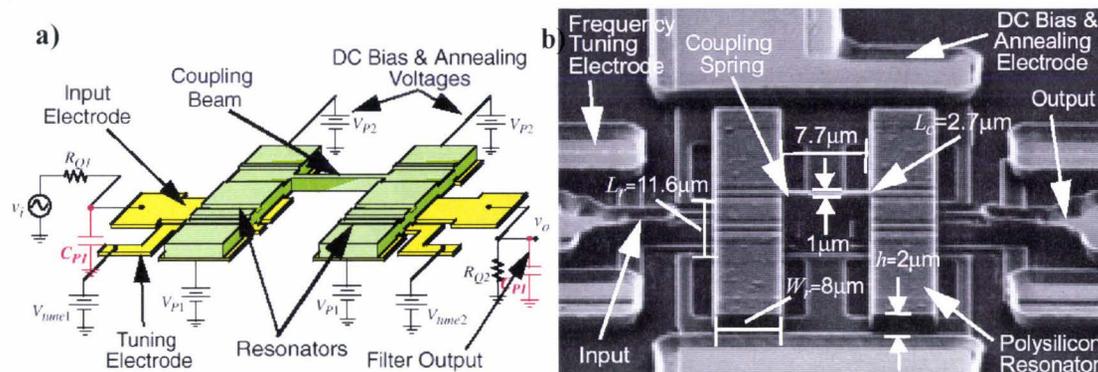


Figure II-3: a) Schéma descriptif d'un filtre du second ordre, associé au circuit d'accord de sa fréquence centrale, et de recuit des éléments structurels. b) Photo MEB du dispositif. (reproduit d'après [Bannon +00]).

Le comportement mécanique des résonateurs montés dans un filtre, peut être décrit par un circuit oscillant RLC série. On parlera de résistance, capacité, et inductance motionnelles. À la résonance, l'impédance de ce circuit se résume à la résistance motionnelle R_m . Cette résistance crée alors un diviseur de tension avec l'impédance d'entrée de l'étage suivant (typiquement 50Ω), et donc une chute du niveau de signal (contribuant aux pertes par insertion du dispositif). Dans le cas des transducteurs capacitifs, on trouve que la valeur de cette résistance motionnelle R_m est proportionnelle au produit $\sqrt{k_r} d_0^4$ (où k_r et d_0 désignent respectivement la raideur équivalente du résonateur au mode de résonance sollicité et l'entrefer nominal entre le résonateur et les électrodes). Toute la difficulté lorsque l'on augmente la fréquence centrale d'un filtre (soit une raideur k_r élevée), réside dans le fait qu'il faille diminuer dans le même temps l'entrefer d_0 , afin de conserver une valeur de R_m acceptable. Pour des applications ultra-hautes et radio fréquences, il devient nécessaire d'avoir un gap sub-micronique, voire nanométrique, afin d'assurer un rendement électromécanique suffisant d'une part, et diminuer les pertes par insertion d'autre part [Wang +00].

Cet aspect important est parfaitement illustré par l'exemple suivant. Un filtre fonctionnant à 10 MHz, pour un coefficient de qualité de 2400 [Galayko +02 a) & b)], a été réalisé grâce à une technologie de fabrication de couche épaisse de polysilicium épitaxié (THELMA) développée chez ST Microelectronics (Milan, Italie). Dans ce cas, il s'agit d'un résonateur simple en forme de poutre bi-encastée, à transduction par plans capacitifs parallèles (cf. Figure II-4). Pour s'affranchir des règles de conception imposées par le fondeur (distance minimale de $3 \mu\text{m}$), et garantir une efficacité de transduction raisonnable, une technique originale de réduction de gap entre les électrodes latérales et le résonateur a été mise en place. Elle emploie un actionneur électrostatique qui rapproche les électrodes du résonateur une fois le dispositif fabriqué. Grâce à un système de butées mécaniques, le

rapprochement est limité et parfaitement contrôlé. L'obtention d'un entrefer submicronique (de 0,2 à 0,5 μm) a pu ainsi être démontrée.

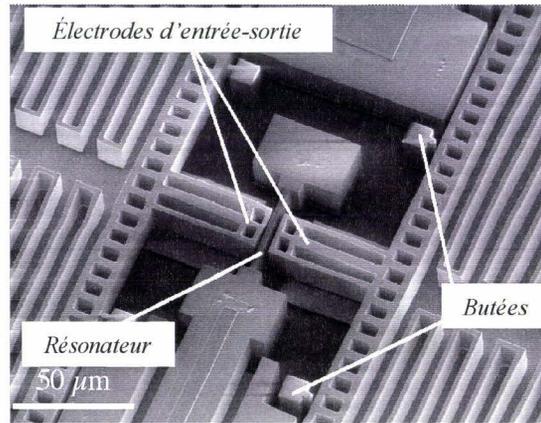


Figure II-4: Photo MEB d'un résonateur haute fréquence fabriqué dans la technologie THELMA utilisant la technique de rapprochement des électrodes. (reproduit d'après [Galayko +02 a]).

Une alternative à la technique précédente nécessitant un actionnement post-process, fut de développer une technologie de fabrication de transducteurs électrostatiques à entrefer latéral nanométrique (60 à 100 nm) sur substrat SOI. De surcroît, le procédé employé est auto-aligné, et n'emploie que deux étapes de photolithographie standard [Quévy +03]. Dans cet exemple, l'élément structural est usiné dans le silicium monocristallin (permettant de minimiser les mécanismes de dissipation intrinsèques [Lifshitz +00]), tandis que les électrodes de transduction sont en polysilicium dopé par diffusion. Ce travail a permis l'actionnement et la détection de structures résonant jusqu'à 35 MHz.

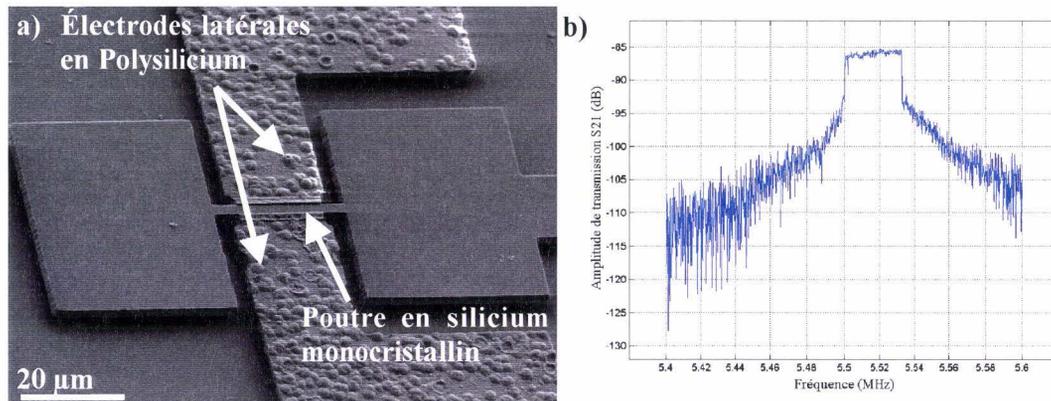


Figure II-5: a) Photo MEB d'un résonateur, en forme de poutre bi-encastée, à ancrage droits et entrefer latéral submicronique. b) Réponse en transmission d'un résonateur (poutre de 90 μm de longueur et 5 μm de largeur) actionné sous forte excitation ($V_p = 45\text{V}$ et $V_{in} = 220\text{mV}$): régime de contact intermittent. (reproduit d'après [Quévy +02])

Plus spécifiquement, cette étude a mis en lumière l'apparition d'un phénomène de déplétion en porteurs libres dans les électrodes de transduction capacitive, qui n'ont pas un

fonctionnement de type métal-métal, bien que le niveau de dopage soit très élevé [Quévy +02]. Cette déplétion a une incidence sur l'entrefer effectif, qui est supérieur à 300 nm au lieu du gap géométrique attendu de 65 nm. Cependant, le faible gap physique et les zones de déplétion permettent, sous polarisation élevée, l'obtention d'un régime de non-linéarité mécanique, caractérisé par un contact intermittent (ou « *tapping mode* ») de la poutre vibrante contre les électrodes de commande sans qu'il y ait de court-circuit. Dans la réponse en transmission d'un tel dispositif, on obtient un plateau (filtre passe-bande) en lieu et place du pic de résonance usuel (cf. Figure II-5 b).

II.4 Poutre en flexion libre-libre :

Les ancrages mécaniques dans le cas, par exemple, des poutres bi-encastées induisent des pertes par radiation acoustique de l'énergie de vibration des résonateurs. Ce mécanisme de dissipation est d'autant plus préjudiciable que la fréquence de résonance visée augmente. D'autre part, les poutres bi-encastées présentent pour de larges amplitudes de déplacements, un comportement non-linéaire dans leur réponse, lié à l'allongement de la structure sollicitée en flexion. Cette déformation modifie le comportement élastique du résonateur, décrit par l'équation de Duffing [Cleland +03]. Celle-ci n'est autre que l'équation d'un oscillateur amorti en régime forcé, à laquelle on ajoute un terme non-linéaire proportionnel au cube des amplitudes de vibration, modifiant ainsi la raideur globale du système résonant pour de larges déplacements [McLachlan 51].

Le groupe de Clark T. -C. Nguyen a ainsi proposé une alternative aux poutres cantilever et bi-encastées, tout en conservant une raideur effective importante. Elle consiste en une poutre résonante, supportée au moyen de quatre autres poutres en torsion, en quart de longueur d'onde, disposées au niveau des nœuds de vibrations du mode de flexion du résonateur (cf. Figure II-6). Grâce à cette conception, la poutre résonante semble être libre à ses deux extrémités. Un facteur de qualité de 7450 a été mesuré avec cette configuration, pour une fréquence centrale de 92.5 MHz [Wang +00].

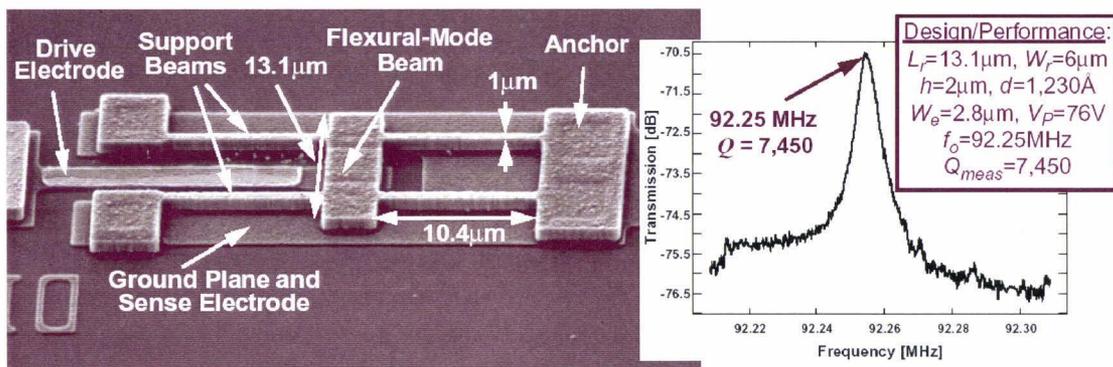


Figure II-6: Photo MEB d'un filtre employant une poutre libérée-libérée résonante, accompagné de la réponse en transmission du dispositif (reproduit d'après [Wang +00]).

Plus récemment, un démonstrateur découlant de ce principe a été mis au point, caractérisé par l'adjonction d'une ou plusieurs barres de raideurs au-dessus du résonateur. Pour un même dimensionnement, les fréquences centrales sont ainsi augmentées (jusqu'à 111 MHz, pour un coefficient de qualité de 263, caractérisé à l'air ambiant) [Loke +02].

II.5 Résonateurs excités en mode de volume :

D'autres travaux se sont écartés des conceptions de poutres résonantes excitées dans un mode de flexion, nécessitant une résolution de lithographie croissante à mesure que les fréquences de fonctionnement visées augmentent, pour proposer des résonateurs dans un mode de volume ou de contour.

Dans le premier exemple, la partie vibrante est composée d'un disque en polysilicium suspendu au-dessus du substrat par l'intermédiaire d'un ancrage simple disposé en son centre [Clark +00]. Les électrodes d'excitation voire de détection, sont disposées à la périphérie du disque, de façon concentrique et symétrique (voir Figure II-7 a). La largeur de l'entrefer est de 100 nm. Tout signal électrique appliqué en entrée engendre alors une force électrostatique latérale, qui s'exprime par une dilatation et contraction radiale du disque. La détection du courant issu de la variation de capacité de transduction s'effectue en recueillant directement la charge modulée dans la partie résonante. Il est à noter que le point d'ancrage disposé au centre du disque correspond à un nœud de vibration, réduisant à nouveau les dissipations par radiation acoustique à travers le substrat. Une fréquence centrale de 156 MHz, et un coefficient de qualité de 9400 ont pu être obtenus sur une structure employant un disque de 17 μm de rayon, et 2 μm d'épaisseur (dans une ambiance de caractérisation régulée à 50 μTorr).

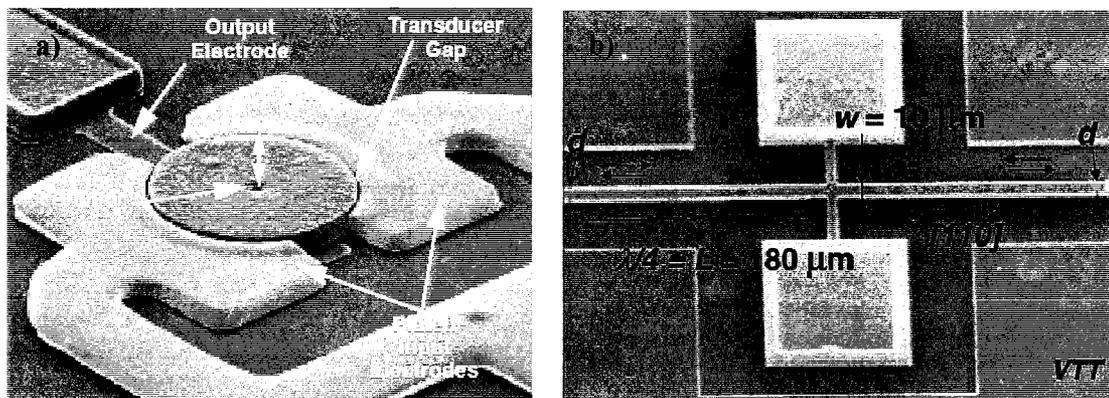


Figure II-7: a) Photo MEB du filtre employant un disque excité dans un mode de contour à 156 MHz (reproduit d'après [Clark +00]). b) Photo MEB du filtre employant une poutre excitée dans un mode volumique (reproduit d'après [Mattila +02]).

Sur ce principe d'excitation dans un mode de résonance volumique, un dispositif de filtrage a été mis au point plus récemment [Mattila +02]. Une stratégie d'isolation mécanique est à nouveau employée pour minimiser les pertes d'énergie par couplage mécanique dans les ancrages. Il s'agit ici d'une poutre en silicium monocristallin libérée aux deux extrémités, mais supportée en son centre par un pont solidaire à des plots d'ancrage massifs (cf. Figure II-7 b). Cette poutre est excitée longitudinalement par couplage électrostatique, via des électrodes disposées en vis-à-vis de ses extrémités. Le gap obtenu est ici de 1 μm . La résonance mécanique apparaît lorsque la longueur de la poutre coïncide avec le quart de la longueur d'onde du signal d'excitation. Une fréquence centrale de 12 MHz, et un coefficient de qualité remarquable de 180000 (sous vide) ont pu ainsi être mesurés.

III Méthodes de conception et de modélisation

Afin d'aborder le domaine des radiofréquences (0,8-2,4 GHz), deux types de résonateurs électromécaniques à transduction capacitive ont été conçus et réalisés dans le cadre de ces travaux. L'architecture et la fabrication des deux dispositifs seront exposées en détail dans la partie IV de ce chapitre. Néanmoins, il importe de spécifier, d'ores et déjà, la géométrie de leur partie vibrante. Le premier résonateur correspond à l'extrémité libérée d'une nanopointe, et le second est constitué d'une lame. Les deux structures sont usinées dans le silicium massif (substrat (100), résistivité 5-10 Ω .cm) et métallisées afin de polariser le résonateur et s'assurer de l'efficacité du couplage électrostatique avec les électrodes d'excitation et de détection. Dans les deux cas, la structure résonante est excitée dans un mode de flexion latérale.

Aussi, cette partie est consacrée aux méthodes qui ont guidé la conception de ces deux familles de dispositifs. Dans un premier temps, le calcul des modes de résonance de chacun des deux résonateurs sera détaillé, justifiant le choix de leur géométrie. Rappelons que le critère de la fréquence de résonance selon le mode sollicité (flexion latérale) est fixé par la gamme RF (0,8-2,4 GHz) en vigueur dans la téléphonie mobile. Ensuite, la modélisation électromécanique des résonateurs sera exposée afin de rendre compte de leur comportement dynamique en fonction des éléments externes avec lesquels ils s'interfacent (influence des niveaux des tensions de polarisation continue et d'excitation, largeur de l'entrefer...). Le paragraphe suivant sera consacré aux non-linéarités qui peuvent être introduites dans la réponse spectrale du filtre par le mécanisme de transduction capacitive. Au critère de la fréquence de résonance qui a été évoqué, s'ajoute celui de la sélectivité (coefficient de qualité élevé). Ainsi, les mécanismes dissipatifs qui surviennent et affectent le coefficient de qualité du dispositif seront détaillés. Enfin, nous concluons cette partie par l'analyse des pertes induites par les éléments externes au filtre (impédance d'entrée et de sortie des étages suivants et précédents, capacités parasites...) sur sa réponse en transmission.

III.1 Conception de structures résonantes pour la gamme de fréquence RF :

La fréquence centrale d'un filtre électromécanique est déterminée principalement par la ou les fréquences de résonance de son ou ses résonateurs constitutifs. Une attention toute particulière doit être portée à la conception de ces derniers : dimension, géométrie, matériau structurel. À chacune des deux structures réalisées au cours de ce travail, est associé un modèle analytique permettant le calcul rapide des modes de vibration en fonction du dimensionnement du résonateur correspondant. Puis chaque modèle est validé par une analyse modale basée sur une méthode d'extraction par éléments finis, mais nécessitant en contrepartie des temps de calculs plus importants.

III.1.1 Vibrations de poutres en flexion de section uniforme : approche de Euler-Bernoulli :

Avant de présenter les modèles analytiques permettant d'approximer la fréquence de résonance des deux types de résonateurs, il convient de rappeler l'approche de Euler-Bernoulli, qui est à l'origine de cette modélisation.

La configuration de base choisie pour cette étude est celle d'une poutre prismatique de longueur L , d'épaisseur t , de largeur w , de masse volumique ρ et de section A dans le plan Oxy . Le système d'axes $Oxyz$ est tel que Ox , Oy correspondent aux axes principaux d'inertie.

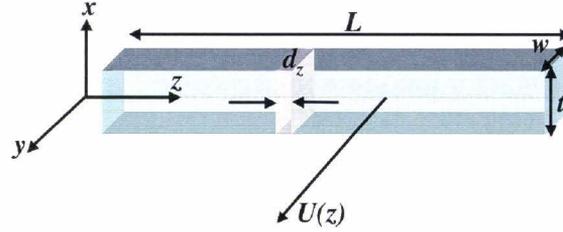


Figure III-1: Poutre de longueur L , avec un déplacement transversal $U(z)$, sous l'action de forces orientées selon l'axe Oy .

On se place dans l'hypothèse de mouvement harmonique $U(z, t) = U(z)e^{-i\omega t}$, pour une configuration de déplacement transversal $U(z)$ selon l'axe Oy comme indiquée sur la Figure III-1. L'équation différentielle des vibrations libres de la poutre est donnée par [Géradin 93] :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(EI_x \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - \omega^2 \rho A U(z) + \omega^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho A r^2 \frac{\partial U}{\partial z} \right) = 0, \quad \text{Équation III-1}$$

où I_x désigne le moment quadratique (ou de flexion) de la poutre par rapport à l'axe Ox , E le module de Young du matériau et r le rayon de giration de la section droite, tel que $r^2 = I_x/A$. Le second terme de l'équation différentielle correspond à la force inertielle, tandis que le dernier terme renvoie à l'inertie rotatoire des sections droites intégrée dans l'approche de Timoshenko. Si l'on néglige la déformation à l'effort tranchant du matériau constitutif de la poutre, hypothèse cinématique formulée par Bernoulli, il faut que le terme r^2 soit petit [Géradin 93]. Dans cette configuration, l'équation aux vibrations libres se résume à :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(EI_x \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - \omega^2 \rho A U(z) = 0, \quad \text{Équation III-2}$$

Dans le cas d'une poutre prismatique (section A constante le long de l'axe Oz) constituée d'un matériau isotrope, la rigidité flexionnelle EI_x est constante et on obtient alors :

$$\frac{\partial^4 U(z)}{\partial z^4} = \frac{\rho A}{EI_x} \omega^2 U(z). \quad \text{Équation III-3}$$

On introduit le coefficient k défini par la relation :

$$k^4 = \frac{\rho A}{EI_x} \omega^2. \quad \text{Équation III-4}$$

Les fonctions $\sin(kz)$, $\cos(kz)$, $\sinh(kz)$, $\cosh(kz)$ sont des solutions particulières de l'équation différentielle, et la dépendance spatiale de $U(z, t)$ peut se mettre alors sous la forme [Bishop 60, Marguerre 79, Weaver 90] :

$$U(z) = a \cos(kz) + b \cosh(kz) + c \sin(kz) + d \sinh(kz), \quad \text{Équation III-5}$$

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs
Électromécaniques pour le filtrage RF.

où a, b, c, d , sont des constantes que l'on doit déterminer dans chaque cas particulier d'après les conditions aux extrémités de la poutre. Dans le cas d'une poutre infinie, on annulera volontairement les coefficients b et d , du fait de la divergence des fonctions $cosh$ et $sinh$ dès que l'abscisse z devient importante. Pour autant, dans le cas des poutres de dimensions finies, on conservera ces termes hyperboliques.

Ainsi, lorsqu'une extrémité est posée sur un appui simple, la flèche et le moment de flexion sont nuls et l'on a $U(z) = \frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = 0$. Pour une extrémité encastree, la flèche et le coefficient angulaire de la ligne élastique sont nuls : $U(z) = \frac{\partial U(z)}{\partial z} = 0$. Enfin, si l'extrémité est libre, on annule le moment de flexion et la force de cisaillement : $\frac{\partial^2 U(z)}{\partial z^2} = \frac{\partial^3 U(z)}{\partial z^3} = 0$.

Dans tous les cas, il y aura deux conditions associées à chaque extrémité de la poutre et l'on pourra en déduire les constantes a, b, c, d de la solution générale et l'équation de la fréquence, encore appelée équation transcendante aux valeurs propres. Les racines de cette équation correspondent à des valeurs discrètes k_n du coefficient k , coïncidant avec le $n^{ième}$ mode de vibration de la poutre. Ainsi la fréquence f_n de chaque mode de vibration est déterminée par l'équation [Gérardin 93] :

$$f_n = \frac{k_n^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI_x}{\rho A}},$$

Équation III-6

De même on définit, les fonctions normales ou équations de la déformée $U_n(z)$, évaluées pour $k=k_n$, correspondant au déplacement transversal pour le $n^{ième}$ mode de vibration. Dans le Tableau III-1 sont rassemblées les équations de la fréquence, les fonctions normales $U_n(z)$, et les 4 premières valeurs propres $k_n L$ pour différentes conditions aux limites.

Généralement, les équations de la déformée sont normalisées par rapport à la longueur de la poutre, de sorte que $\int_0^L U_n(z)U_m(z)dz = L^3 \delta_{mn}$ [Cleland +03], où δ_{mn} désigne la fonction Dirac. Ainsi cette intégrale s'annule pour $m \neq n$, en raison de l'orthogonalité des fonctions normales entre elles. Le coefficient C_n défini dans le Tableau III-1 est choisi de sorte que pour $m = n$ l'intégrale soit égale à L^3 , et donc $C_n = L$.

Condition aux limites	Équation de la fréquence	Fonctions normales	$k_n L$
Bi-appuyé	$\sin(k_n L) = 0$	$U_n(z) = C_n [\sin(k_n z)]$	$k_1 L = \pi$ $k_2 L = 2\pi$ $k_3 L = 3\pi$ $k_4 L = 4\pi$
Libre-libre	$\cos(k_n L) \cdot \cosh(k_n L) = 1$	$U_n(z) = C_n \left\{ \begin{array}{l} \cosh(k_n z) + \cos(k_n z) \\ + \alpha_n [\sinh(k_n z) + \sin(k_n z)] \end{array} \right\}$ avec $\alpha_n = \left\{ \begin{array}{l} \cosh(k_n L) - \cos(k_n L) \\ \sin(k_n L) - \sinh(k_n L) \end{array} \right\}$	$k_1 L = 4.730041$ $k_2 L = 7.853205$ $k_3 L = 10.995608$ $k_4 L = 14.137165$
Bi-encastree	$\cos(k_n L) \cdot \cosh(k_n L) = 1$	$U_n(z) = C_n \left\{ \begin{array}{l} \cosh(k_n z) - \cos(k_n z) \\ + \alpha_n [\sinh(k_n z) - \sin(k_n z)] \end{array} \right\}$	$k_1 L = 4.730041$ $k_2 L = 7.853205$ $k_3 L = 10.995608$

		avec $\alpha_n = \frac{\cosh(k_n L) - \cos(k_n L)}{\sin(k_n L) - \sinh(k_n L)}$	$k_4 L = 14.137165$
Encastrée-libre	$\cos(k_n L) \cdot \cosh(k_n L) = -1$	$U_n(z) = C_n \left\{ \begin{array}{l} \cosh(k_n z) - \cos(k_n z) \\ + \alpha_n [\sin(k_n z) - \sinh(k_n z)] \end{array} \right\}$ avec $\alpha_n = \frac{\cosh(k_n L) + \cos(k_n L)}{\sin(k_n L) + \sinh(k_n L)}$	$k_1 L = 1.875104$ $k_2 L = 4.694091$ $k_3 L = 7.854757$ $k_4 L = 10.995541$
Encastrée-appuyée	$\tan(k_n L) - \tanh(k_n L) = 0$	$U_n(z) = C_n \left\{ \begin{array}{l} \cosh(k_n z) - \cos(k_n z) \\ + \alpha_n [\sin(k_n z) - \sinh(k_n z)] \end{array} \right\}$ avec $\alpha_n = \frac{\cos(k_n L) - \cosh(k_n L)}{\sin(k_n L) - \sinh(k_n L)}$	$k_1 L = 3.926602$ $k_2 L = 7.068583$ $k_3 L = 10.210176$ $k_4 L = 13.351768$
Libre-appuyée	$\tan(k_n L) - \tanh(k_n L) = 0$	$U_n(z) = C_n \left\{ \sin(k_n z) + \alpha_n \sinh(k_n z) \right\}$ avec $\alpha_n = \frac{\sin(k_n L)}{\sinh(k_n L)}$	$k_1 L = 3.926602$ $k_2 L = 7.068583$ $k_3 L = 10.210176$ $k_4 L = 13.351768$

Tableau III-1: Fonctions normales et équations transcendantes aux valeurs propres pour les 4 premiers modes de résonance en flexion des poutres prismatiques et différentes conditions aux limites [Bishop 60, Marguerre 79, Weaver 90].

La Figure III-2 présente la résolution graphique des racines de l'équation transcendante aux valeurs propres dans le cas particulier d'une poutre bi-encastrée, ainsi que les quatre premières formes d'onde associées au déplacement transversal. Dans l'exemple de la poutre prismatique de la Figure III-1, pour des vibrations en flexion selon l'axe Oy , on donne $I_x = \frac{tw^3}{12}$. Dans le cas à nouveau de deux extrémités encastrées, on obtient :

$$f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{k_1^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI_x}{\rho A}} = 1,028 \sqrt{\frac{E}{\rho}} \frac{w}{L^2}, \quad \text{Équation III-7}$$

Hormis les dimensions de la poutre (à l'exception de l'épaisseur t), on constate que les propriétés mécaniques (E , ρ) de son matériau constitutif ont une incidence importante sur les modes de vibrations, à travers le rapport $\sqrt{E/\rho}$ (vitesse du son longitudinale dans le matériau). Nous allons illustrer cette dépendance en considérant pour un couple (w, t) donné, l'évolution de la fréquence de résonance d'une poutre bi-encastrée, en fonction de sa longueur L , et de son matériau constitutif supposé homogène. Pour ce faire, nous avons décliné dans le tableau ci-dessous les propriétés mécaniques de plusieurs matériaux envisageables pour la réalisation des résonateurs nanomécaniques.

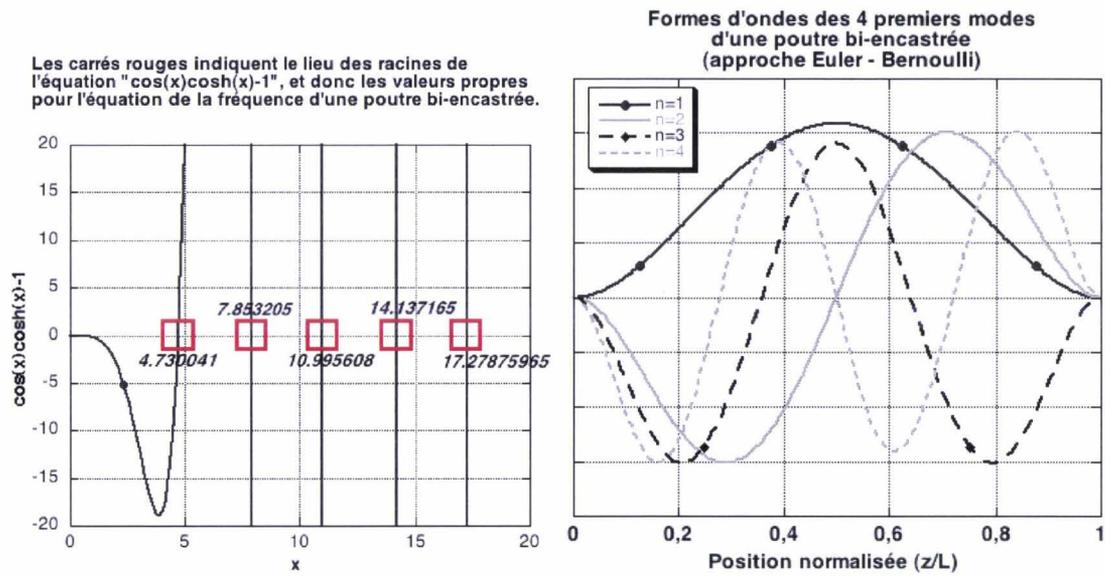


Figure III-2: (a) Tracé de la fonction " $\cos(x).\cosh(x)-1$ " et résolution graphique des valeurs propres adimensionnelles de l'équation de la fréquence caractéristique d'une poutre bi-encastree prismatique. (b) Forme d'onde des 4 premiers modes de résonance d'une poutre bi-encastree.

Matériau	Densité ρ (kg/m ³)	Module de Young E (GPa)	$\sqrt{E/\rho}$ (km/s)
Arseniure de gallium (GaAs)	5318 ^(a)	84.621 ^(a)	3.989 ^(a) 4.4 ^(b)
Carbure de silicium (SiC)	3166 ^(a)	780 ^(a)	15.7 ^(a) 15 ^(b)
Diamant	3500 ^(c)	1035 ^(c)	17.1963 ^(c)
Nitrure de silicium (Si ₃ N ₄)	3100 ^{(c),(d)}	323 ^(c) 357 ^(d) 385 ^(e)	10.2075 ^(c) 10.7313 ^(d) 11.1442 ^(e)
PolySilicium	2330 ^(a)	169 ^(a)	8.51658 ^(a)
Silicium (Si)	2330 ^(c)	190 <111> ^(c)	9.03023 ^(c)

Tableau III-2: Propriétés mécaniques de certains matériaux structuraux employés dans les microtechnologies. Références : (a)= [Cleland +03], (b)= [Yang +01], (c)= [Madou +02], (d)= [Tabata 90], (e)= [Petersen 97].

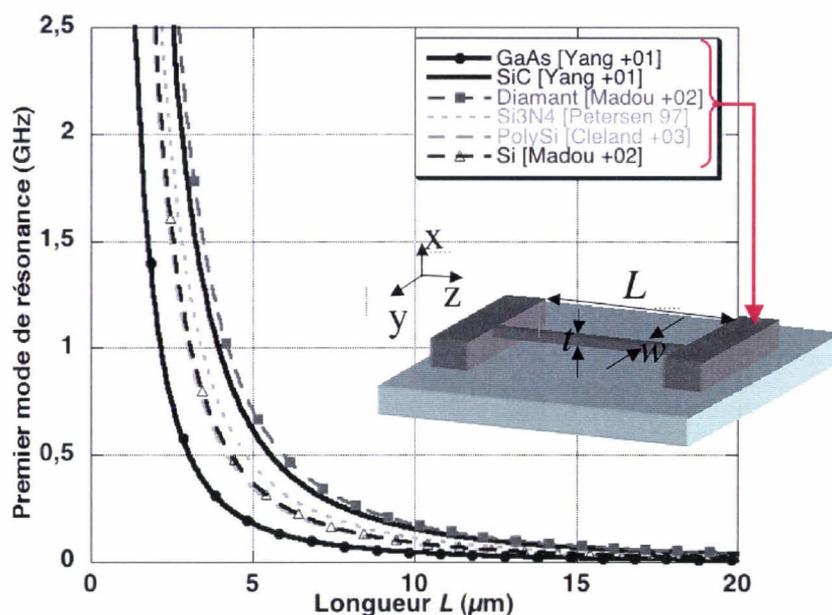


Figure III-3: Premier mode de résonance en flexion d'une poutre uniforme bi-encastée, de section rectangulaire constante ($w=1\mu\text{m}$), en fonction de sa longueur L et de la nature du matériau structural.

Le faisceau de courbes de la Figure III-3 illustre, pour une poutre bi-encastée de $1\mu\text{m}$ de largeur, l'évolution du premier mode de résonance en flexion en fonction de la longueur L et pour différents matériaux structuraux. À titre de comparaison, pour une longueur de $3\mu\text{m}$, la fréquence de résonance équivaut à $1,713\text{ GHz}$ pour du carbure de silicium, contre $1,031\text{ GHz}$ pour du silicium monocristallin.

III.1.2 Approche de Euler Bernoulli dans le cas de poutres de section non uniforme :

Dans l'étude des vibrations en flexion des poutres non prismatiques, le moment quadratique en flexion I_x ne peut plus être considéré comme étant une constante. En effet, l'aire de la section de la poutre varie en fonction de la position longitudinale. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux modes de vibrations d'un cône et d'une lame, tous deux encastés à leur base. On supposera, pour cette analyse, un matériau structural homogène et isotrope.

a) **Vibrations d'une poutre conique encastrée-libre :**

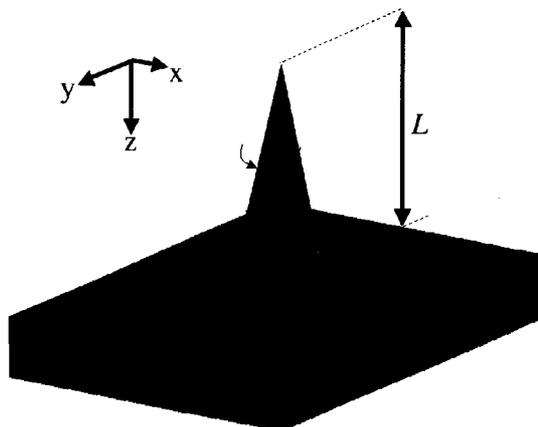


Figure III-4: Schéma d'une poutre conique encastrée à sa base.

On considère une poutre conique encastrée à sa base, de demi-angle d'ouverture β et de hauteur L . Pour une hauteur L donnée, on s'attend à ce que les modes de résonance de cette structure augmentent avec l'aire de la section de la poutre à l'encastrement (par analogie avec les poutres prismatiques). Cette hypothèse a été confirmée par le modèle analytique qui va être développé à présent. L'orientation des axes est représentée sur la Figure III-4. L'origine du repère coïncide avec l'extrémité libérée du cône. Le rayon à la base du cône et à la position verticale z sont notés respectivement r_0 et $r(z)$. On reprend les mêmes notations que celles définies dans le paragraphe III.1.1. Dans le cas présent, le moment d'inertie par rapport à l'axe O_x , de la section droite circulaire de rayon $r(z)$ s'écrit $I_x = \frac{\pi}{4} r(z)^4$, et $A = \pi r(z)^2$.

En développant l'équation différentielle des vibrations libres d'une poutre dans le cas de l'hypothèse cinématique formulée par Bernoulli, et l'hypothèse de mouvement harmonique, nous obtenons la relation suivante :

$$z^2 U^{(4)} + 8z U^{(3)} + 12U^{(2)} - k^4 U = 0, \quad \text{Équation III-8}$$

avec $k^4 = (4\omega^2 L^2 / r_0^2)(\rho / E)$, terme proportionnel à l'inverse du carré d'une longueur. La notation $U^{(n)}$ équivaut à la dérivée $n^{\text{ième}}$ de $U(z)$ par rapport à z . On procède à une factorisation de l'équation III-8, qui peut alors s'écrire sous la forme:

$$\left(z \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \alpha \frac{\partial}{\partial z} + k^2 \right) \left(z \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta \frac{\partial}{\partial z} - k^2 \right) U = 0. \quad \text{Équation III-9}$$

En identifiant les termes du polynôme après factorisation avec ceux de l'équation III-8, on trouve $\alpha = \beta = 3$. Ainsi, une solution de l'équation différentielle est la combinaison linéaire des solutions des deux équations différentielles du second ordre suivantes $z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial U}{\partial z} + k^2 U = 0$, et $z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial U}{\partial z} - k^2 U = 0$.

$$\Rightarrow \text{Résolution de } z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial U}{\partial z} + k^2 U = 0 :$$

En posant $U = \psi z^{-1}$, et $\xi = z^{1/2}$, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{1}{\xi} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \left(4k^2 - \frac{4}{\xi^2} \right) \psi = 0. \quad \text{Équation III-10}$$

En prenant $v = 2k\xi$, on trouve l'expression de l'équation différentielle de Bessel :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} + \left(\frac{1}{v} \right) \frac{\partial \psi}{\partial v} + \left(1 - \frac{4}{v^2} \right) \psi = 0. \quad \text{Équation III-11}$$

La solution complète de cette équation est de la forme :

$$\psi_1 = AJ_2(v) + BY_2(v) = AJ_2(2k\xi) + BY_2(2k\xi), \quad \text{Équation III-12}$$

où J_2 et Y_2 désignent respectivement les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce d'indice 2.

$$\Rightarrow \text{Résolution de } z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 3 \frac{\partial U}{\partial z} - k^2 U = 0 :$$

En considérant les mêmes substitutions dans cette équation, que pour l'équation III-10 et III-11, nous obtenons l'équation différentielle modifiée de Bessel :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} + \left(\frac{1}{v} \right) \frac{\partial \psi}{\partial v} - \left(1 + \frac{4}{v^2} \right) \psi = 0, \quad \text{Équation III-13}$$

ayant quant à elle comme solution :

$$\psi_2 = CI_2(2k\xi) + DK_2(2k\xi). \quad \text{Équation III-14}$$

où I_2 et K_2 désignent respectivement les fonctions de Bessel modifiées de première et de seconde espèce d'indice 2.

\Rightarrow Solution générale:

En faisant apparaître les variables d'origine et en additionnant les deux solutions précédentes, nous obtenons l'expression complète du déplacement transversal :

$$U(z) = z^{-1} \left\{ AJ_2(2kz^{1/2}) + BY_2(2kz^{1/2}) + CI_2(2kz^{1/2}) + DK_2(2kz^{1/2}) \right\}.$$

La détermination des constantes A, B, C, D s'effectue en appliquant les conditions aux limites propres à la configuration d'une poutre encastree-libre. En raison des singularités des fonctions Y_2 et K_2 en $z = 0$, nous posons $B = D = 0$. Il en résulte :

$$U(z) = z^{-1/2} \left\{ AJ_2(2kz^{1/2}) + CI_2(2kz^{1/2}) \right\}. \quad \text{Équation III-15}$$

On annule ensuite le déplacement, ainsi que sa tangente au niveau de l'encastrement $z = L$. Nous obtenons alors le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} AJ_2(2kL^{1/2}) + CI_2(2kL^{1/2}) = 0 \\ AJ_3(2kL^{1/2}) - CI_3(2kL^{1/2}) = 0 \end{cases} \quad \text{Équation III-16}$$

L'équation transcendante aux valeurs propres qui résulte est donnée par :

$$J_2(\lambda_n)I_3(\lambda_n) + J_3(\lambda_n)I_2(\lambda_n) = 0, \quad \text{Équation III-17}$$

avec $\lambda_n = 2k_n L^{1/2}$, la valeur propre adimensionnelle correspondant au n^{ième} mode de vibration en flexion de la poutre. Les 5 premières racines de cette équation sont précisées dans le Tableau III-3:

Mode	n	λ_n	f_n/f_1
Fondamental (f_1)	1	5,9057	1
1 ^{ère} harmonique (f_2)	2	9,1969	2,425
2 ^{nde} harmonique (f_3)	3	12,4022	4,41
3 ^{ième} harmonique (f_4)	4	15,5795	6,959
4 ^{ième} harmonique (f_5)	5	18,744	10,07

Tableau III-3: Données sur les fréquences propres d'une poutre conique encastree-libre en flexion pour les cinq premiers modes.

Compte tenu de l'expression de k^4 définie avec l'équation III-4 de la page 26, la fréquence du n^{ième} mode de vibration sera déterminée par la relation :

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\lambda_n^2 \tan(\beta)}{8L} \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad \text{Équation III-18}$$

Comme il était prévisible, la fréquence fondamentale augmente avec l'angle d'ouverture β du cône, et lorsque sa hauteur diminue. Les courbes de la Figure III-5 illustrent la dépendance de la fréquence fondamentale de résonance découlant de ce modèle, pour une poutre constituée de silicium monocristallin, en fonction de sa hauteur L , et du demi-angle d'ouverture β . Dans ce cas, les valeurs des paramètres mécaniques E et ρ utilisées pour cette évaluation sont respectivement de 170 GPa, et 2330 kg/m³. Les valeurs du paramètre β de la poutre conique tiennent compte des ordres de grandeurs des angles extraits de la littérature relative aux microcathodes constituées de pointes de silicium pour l'émission électronique par effet de champ [Moreau 96, Huq 97, Rakhshandehroo 97, Dvorson +01].

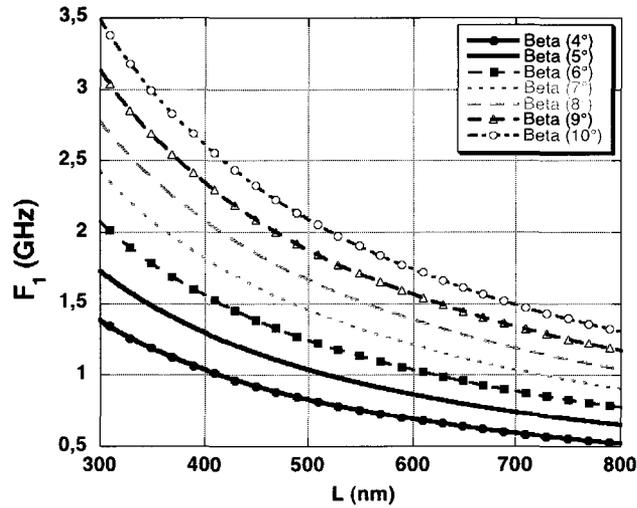


Figure III-5: Fréquence de résonance fondamentale d'une poutre conique, encastree-libre, en fonction de son demi angle d'ouverture β et de sa hauteur L . ($E = 170$ GPa, $\rho = 2330$ kg/m³)

b) Vibrations d'une lame encastree à sa base :

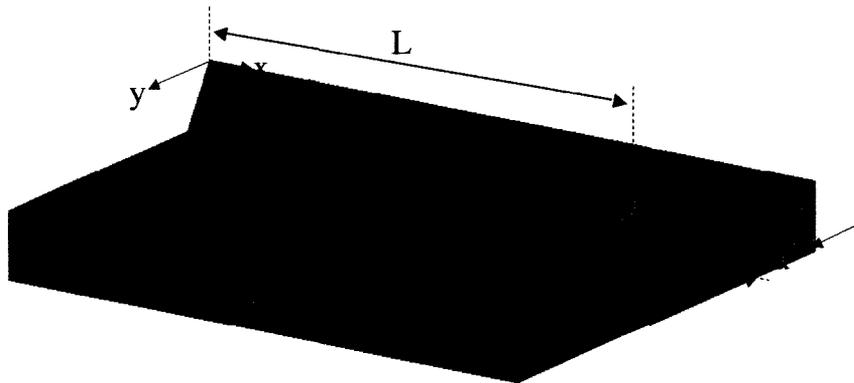


Figure III-6: Schéma d'une lame encastree à sa base.

Considérons maintenant une lame encastree à sa base, de demi-angle d'ouverture β , de hauteur h , de longueur L , et de largeur a à la base. Les notations utilisées dans le paragraphe III.1.1 sont toujours en vigueur. Dans le cas présent, le moment d'inertie I_x par rapport à l'axe O_x , est défini par $I_x = L(az/h)^3/12$, et $A = aLz/h$. Dans l'hypothèse formulée par Bernoulli (cf. équation III-2, page 26), il vient donc que :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(z^3 \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - k^4 z U = 0, \quad \text{Équation III-19}$$

avec $k^4 = (12\omega^2 h^2 / a^2)(\rho / E)$. Cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\left(z \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial}{\partial z} + k^2 \right) \left(z \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial}{\partial z} - k^2 \right) U = 0. \quad \text{Équation III-20}$$

La solution de l'équation différentielle III-20 est la combinaison linéaire des solutions des deux équations différentielles du second ordre $z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial U}{\partial z} + k^2 U = 0$, et $z \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial U}{\partial z} - k^2 U = 0$. En posant $U = \psi z^{-1/2}$, puis $\xi = z^{1/2}$ dans la première équation, nous obtenons également l'équation différentielle de Bessel :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{1}{\xi} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \xi} + \left(4k^2 - \frac{1}{\xi^2} \right) \psi = 0, \quad \text{Équation III-21}$$

dont la solution complète est de la forme :

$$\psi_1 = AJ_1(2k\xi) + BY_1(2k\xi), \quad \text{Équation III-22}$$

où J_1 et Y_1 désignent respectivement les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce d'indice 1. En considérant les mêmes substitutions dans la seconde équation, nous obtenons l'équation différentielle modifiée de Bessel :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \left(\frac{1}{\xi} \right) \frac{\partial \psi}{\partial \xi} - \left(4k^2 + \frac{1}{\xi^2} \right) \psi = 0, \quad \text{Équation III-23}$$

ayant quant à elle comme solution :

$$\psi_2 = CI_1(2k\xi) + DK_1(2k\xi), \quad \text{Équation III-24}$$

On somme les deux solutions, et on applique les conditions aux limites à l'extrémité libérée. En raison des singularités des fonctions Y_1 et K_1 en $z = 0$, il en résulte l'expression du déplacement :

$$U(z) = z^{-1/2} \left\{ AJ_1(2kz^{1/2}) + CI_1(2kz^{1/2}) \right\}. \quad \text{Équation III-25}$$

Compte tenu des conditions d'annulation du déplacement transverse, et de sa tangente à l'encastrement, on obtient l'équation transcendante aux valeurs propres suivante :

$$J_1(\lambda_n)I_2(\lambda_n) + J_2(\lambda_n)I_1(\lambda_n) = 0, \quad \text{Équation III-26}$$

avec $\lambda_n = 2k_n h^{1/2}$. Les 5 premières racines de cette équation sont, quant à elles, données dans le Tableau III-4 :

Mode	n	λ_n	f_n / f_1
Fondamental (f_1)	1	4,612	1
1 ^{ère} harmonique (f_2)	2	7,799	2,86
2 ^{nde} harmonique (f_3)	3	10,958	5,7
3 ^{ième} harmonique (f_4)	4	14,109	9,48
4 ^{ième} harmonique (f_5)	5	17,256	14,02

Tableau III-4: Données sur les fréquences propres d'une lame encastree à sa base, considérant une sollicitation en flexion et les cinq premiers modes.

Les modes supérieurs peuvent être obtenus en appliquant à la formule suivante :

$$\lambda_n = 2k_n h^{1/2} \cong \alpha - (3/8\alpha) \left\{ 1 + (1/\alpha) + (15/16\alpha^2) + (9/8\alpha^3) + \dots \right\}, \quad \text{Équation III-27}$$

où $\alpha = (2n+1)\pi/2$, avec n le rang de la racine tel que $n \geq 2$. D'autre part, à mesure que le rang n augmente, la valeur du coefficient λ_n est déterminée par la limite $(\lambda_{n+1} - \lambda_n) \rightarrow \pi$ [McLachlan 51]. En conclusion, nous obtenons :

$$f_n = \frac{\lambda_n^2 \tan(\beta)}{8\pi h} \sqrt{\frac{E}{3\rho}}, \quad \text{Équation III-28}$$

On constate donc que l'expression de la fréquence propre est indépendante de la longueur de la lame. D'autre part, la fréquence fondamentale augmente à mesure que l'angle d'ouverture augmente, et que sa hauteur diminue. Les courbes de la Figure III-7 illustrent la dépendance de la fréquence fondamentale de résonance découlant de ce modèle, pour une lame constituée de silicium monocristallin, en fonction de sa hauteur h , et du demi-angle d'ouverture β . On suppose de nouveau que $E = 170$ GPa et $\rho = 2330$ kg/m³.

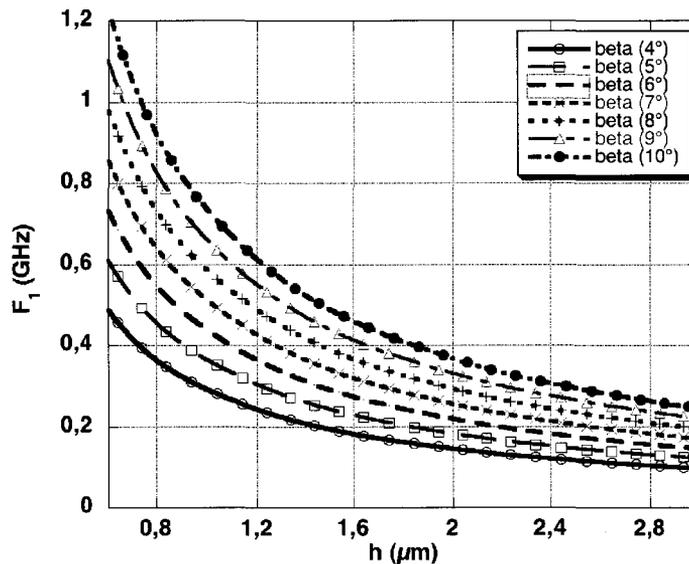


Figure III-7: Fréquence de résonance fondamentale d'une lame encastée à sa base, en fonction de son demi-angle d'ouverture β et de sa hauteur h . ($E = 170$ GPa, $\rho = 2330$ kg/m³)

c) Comparaison du mode fondamental pour une lame et une poutre conique encastée-libre

Pour conclure cette partie relative au calcul des modes de vibration dans le cas de poutres de section non uniforme, considérons une lame et une poutre conique encastée-libre de hauteur, angle d'ouverture, et matériau structural identiques. Compte tenu de l'expression des fréquences propres (équation III-18 et III-28) établies pour chacune des deux structures et des données sur leurs valeurs propres adimensionnelles, on obtient, dans le cas particulier du mode fondamental, que la fréquence de résonance de la poutre conique est 1,42 fois plus élevée que celle de la lame.

III.1.3 Approche de Euler Bernoulli dans le cas de poutres composites :

Dans le cas des deux familles de dispositifs réalisées au cours de la thèse, les résonateurs sont recouverts d'une fine couche métallique. Par conséquent, il est nécessaire d'intégrer cette enveloppe pour affiner la résolution des modes de vibration de chaque structure.

À moins de faire des approximations sur le module de Young équivalent, il est impossible de calculer analytiquement l'expression exacte des modes de vibrations pour des poutres composites non-prismatiques, ne serait-ce que dans l'hypothèse conforme à celle de Euler-Bernoulli. Compte tenu de l'épaisseur (< 15 nm) de la couche métallique recouvrant les structures (lames et nanopointes de silicium), on négligera son incidence pour le dimensionnement des structures (longueur ou hauteur sur laquelle s'effectuera le mécanisme de transduction). Néanmoins, un modèle de poutre prismatique à section circulaire a été développé dans le cas où la géométrie de l'apex des nanopointes s'apparente à celle d'un cylindre (angle d'ouverture $< 5^\circ$ au sommet et hauteurs < 300 nm).

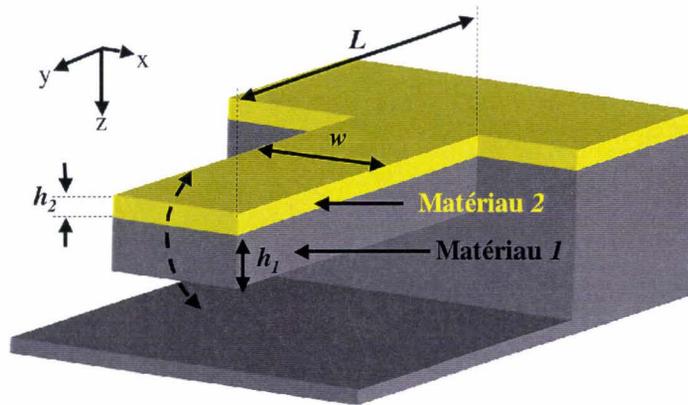


Figure III-8: Poutre cantilever composite de largeur w , et de longueur L . h_1 et h_2 désignent respectivement l'épaisseur du matériau 1 et du matériau 2,

Pour ce faire on considère tout d'abord une poutre rectangulaire composite constituée d'un couple de matériaux 1, et 2 comme celle définie sur la Figure III-8. On suppose un encastrement parfait. Dans l'approximation de Euler-Bernoulli, la fréquence propre du premier mode de vibration en flexion de la poutre, pour des déplacements verticaux, est déterminée par l'expression suivante :

$$f_1 = \frac{k_1^2}{2\pi} \left\{ \frac{(EI)_{eq}}{w(\rho_1 h_1 + \rho_2 h_2)} \right\}^{1/2}, \quad \text{Équation III-29}$$

avec $k_1 L = 1.875104$ (cf. Tableau III-1), $(EI)_{eq}$ la rigidité flexionnelle caractéristique du bi-couche, ρ_1 et ρ_2 les masses volumiques des matériaux 1 et 2. Le terme $(EI)_{eq}$ est déterminé en appliquant la loi de composition proposée par Nicu et co-auteurs [Nicu 99, +00] :

$$(EI)_{eq} = \frac{w \left[E_1^2 h_1^4 + E_2^2 h_2^4 + E_1 E_2 h_1 h_2 (4h_1^2 + 6h_1 h_2 + 4h_2^2) \right]}{12(E_1 h_1 + E_2 h_2)}. \quad \text{Équation III-30}$$

On considère à présent un cylindre encastré-libre, constitué d'un cœur en silicium entouré d'une couronne en or. Le rayon du cylindre interne en silicium est noté R_{Si} , tandis que l'épaisseur de la couronne caractérisant la couche externe en or est notée t_{Au} . On détermine le premier mode en flexion de cette poutre, en s'inspirant de la modélisation qui vient d'être présentée. On se place dans la configuration d'une poutre rectangulaire dont l'aire de la section équivaut à celle de la barre cylindrique de sorte que le volume de matière pour les deux matériaux soit conservé. Cette poutre rectangulaire est constituée d'une superposition de trois couches : une couche de silicium d'épaisseur h_{Si} , entre deux couches externes en or d'épaisseur h_{Au} . D'autre part, on suppose que la largeur w de la section rectangulaire est identique au diamètre externe D_{cyl} de la couronne d'or. Cette équivalence est illustrée sur la Figure III-9.

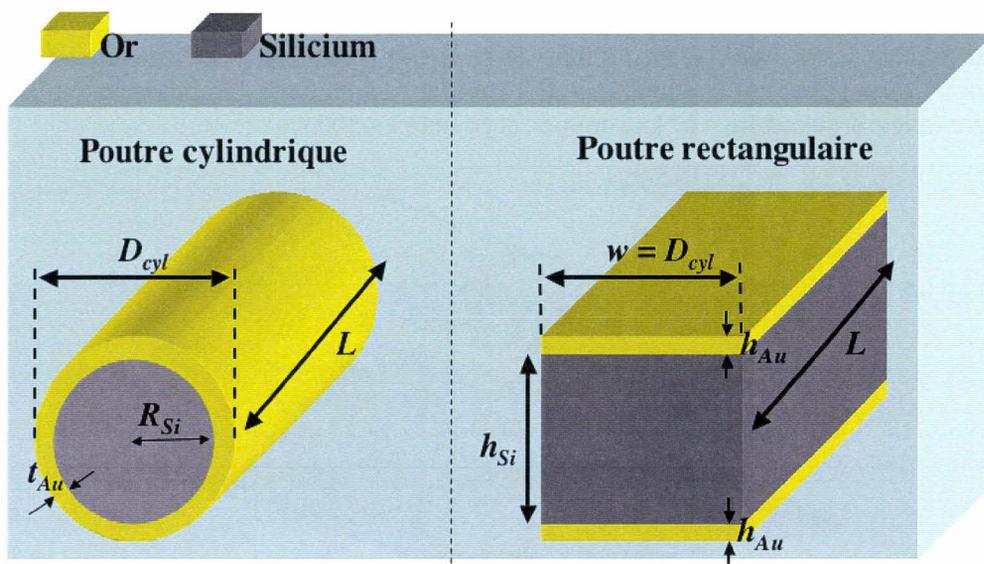


Figure III-9: Illustration des analogies entre une section cylindrique et une section rectangulaire

Il en résulte les analogies suivantes :

$$h_{Si} = \frac{\pi}{2} \frac{R_{Si}^2}{R_{Si} + t_{Au}}, \text{ et } h_{Au} = \frac{\pi}{4} \frac{(t_{Au}^2 + 2R_{Si} \cdot t_{Au})}{R_{Si} + t_{Au}}.$$

Équation III-31

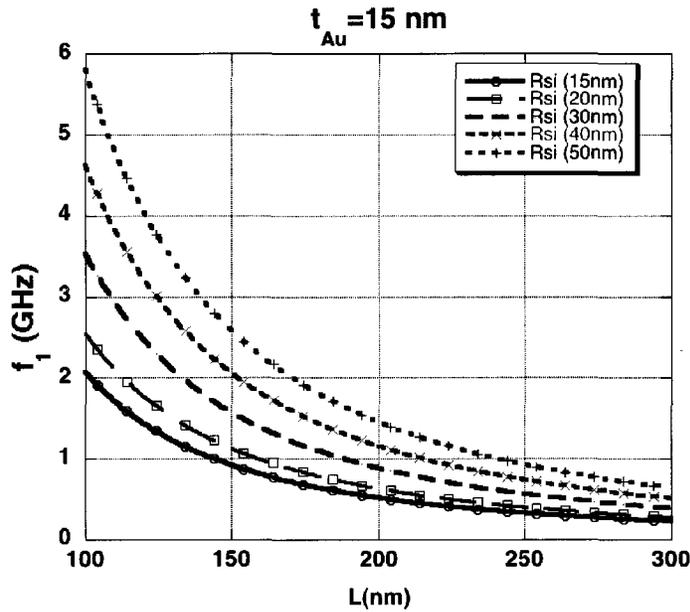


Figure III-10: Fréquence fondamentale de la poutre composite, en fonction du rayon R_{Si} et de sa longueur L . L'épaisseur de la couronne d'or est fixé à 15 nm.

Il suffit à présent de remplacer h_1 et h_2 par h_{Si} et $2h_{Au}$ dans l'expression de f_1 donnée plus haut, et d'intégrer les paramètres mécaniques du couple (silicium, or). On rappelle que $E_{Si} = 170 \text{ GPa}$, $\rho_{Si} = 2330 \text{ kg/m}^3$, $E_{Au} = 80 \text{ GPa}$, et enfin $\rho_{Au} = 19280 \text{ kg/m}^3$. Les courbes de la Figure III-10 illustrent ce modèle, en considérant une épaisseur homogène d'or de 15 nm. On constate que la fréquence fondamentale croît à mesure que le ratio R_{Si} / t_{Au} augmente.

III.1.4 Analyse modale par éléments finis :

Il est d'usage, si l'on désire avoir une idée plus précise des modes de vibrations des poutres en hautes fréquences, d'intégrer l'hypothèse énoncée par Timoshenko d'inertie rotatoire et de déformation en cisaillement des sections. Dans le cas des poutres de caractéristiques uniformes (rigidité flexionnelle constante), le problème peut être résolu [Geist 97, 98] à l'aide de l'équation aux vibrations libres suivante :

$$\frac{d^4 U}{dz^4} + \omega^2 \left\{ \left(\frac{\rho}{E} + \frac{\rho}{k'G} \right) \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{\rho A}{EI_x} U \right\} + \omega^4 \frac{\rho^2}{k'GE} U = 0. \quad \text{Équation III-32}$$

Le terme k' est un coefficient qui traduit la géométrie de la section de la poutre, tandis que le coefficient G désigne le module de cisaillement du matériau élastique linéaire, et est défini comme suit :

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad \text{Équation III-33}$$

où ν fait référence au coefficient de Poisson du matériau. Pour des structures à la géométrie plus complexe que celle des poutres prismatiques, le recours à un traitement par éléments finis est nécessaire.

Une analyse modale des résonateurs à base de lame et de cône est présentée dans la suite. Le logiciel ANSYSTM est utilisé pour réaliser cette étude (sur une station de travail type *SUN ULTRA5*). Le but de ce travail est de confronter les résultats de simulation numérique avec les modèles analytiques prenant en compte l'hypothèse de Euler-Bernoulli et décrits précédemment (paragraphe III.1.2). On se limite à une structure constituée d'un matériau structurel homogène. Dans le cas du silicium-monocristallin, aux constantes mécaniques définies plus haut (E_{Si} , et ρ_{Si}), s'ajoute le coefficient de Poisson. La valeur assignée à ce dernier est $\nu_{Si} = 0,22$. Pour rendre compte des vibrations en flexion latérale, on annule tous les degrés de liberté possibles des nœuds situés à la base des deux structures. D'autre part aucun déplacement vertical n'est permis, quelle que soit la localisation des nœuds.

a) **Poutre conique encastrée-libre :**

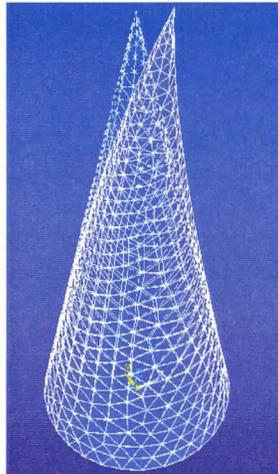


Figure III-11: Superposition de la déformée de la poutre conique correspondant au premier mode de vibration en flexion, avec la forme initiale de la structure. Dans le cas présent $\beta=7^\circ$ (demi-angle d'ouverture), $L=0,8\mu\text{m}$ (hauteur).

L'élément tridimensionnel tétraédrique *Solid92* à 10 noeuds est employé pour le maillage de la structure. L'algorithme de résolution utilise une extraction dite *réduite*. On ajuste le pas de maillage de sorte à obtenir des temps de calcul raisonnables (entre 30 minutes et 1 heure pour l'extraction des 5 premiers modes), et s'assurer de la précision du résultat. Le nombre moyen d'éléments constituant la structure est de 1000.

La solution prédite par la méthode des éléments finis est très proche de celle obtenue avec le modèle analytique décrit plus haut. En effet, le pourcentage d'erreur entre la solution analytique et le résultat numérique est inférieur à 10 % (voir courbes de la Figure III-12 b). En conclusion, le dimensionnement des structures coniques à partir du modèle analytique présente le double avantage de donner un ordre de grandeur satisfaisant des modes de vibrations, et de ne pas consommer de temps de calcul prohibitif. Ce modèle prévaudra sur la simulation dans la conception du dispositif de filtrage à base de nanopointe.

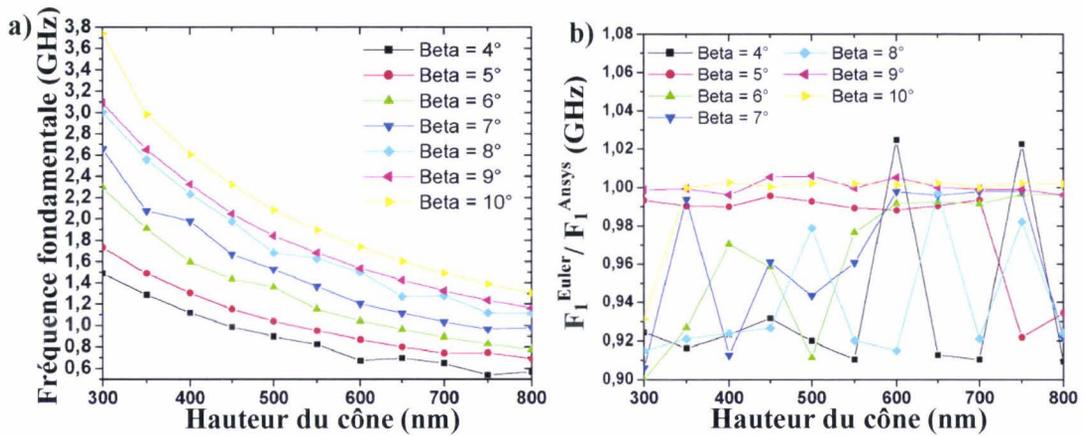


Figure III-12: a) Fréquence propre d'une poutre conique encastrée-libre en silicium mono-cristallin, en fonction de son demi-angle d'ouverture et de sa hauteur. Les valeurs sont extraites d'une analyse modale par éléments finis réalisée sous ANSYSTM. b) Comparaison des résultats de simulation avec le modèle découlant de l'hypothèse de Euler-Bernoulli (on attribue les singularités, pour certains couples hauteur + angle β , observées sur ces courbes, à un nombre insuffisant d'éléments maillant la structure, et dégradant la géométrie conique qui est initialement à l'étude).

b) **Lame encastrée à sa base :**

Cette fois-ci, l'élément tridimensionnel *Solid95* est employé pour mailler la structure. L'algorithme de résolution utilise une extraction du type *sous-espaces*. On affine le pas de maillage de sorte à obtenir des temps de calcul inférieurs à 45 minutes, et s'assurer de la convergence du résultat. Le nombre moyen d'éléments constituant la structure est de 750.

Des simulations ont permis de corroborer l'hypothèse selon laquelle les modes de vibration en flexion d'une lame ne dépendent pas de sa longueur. Ainsi, pour un couple donné (h, β), on observe une variation sur la valeur du premier mode, inférieure à 1,5% si l'on balaye la longueur de la lame de 4 à 100 μm .

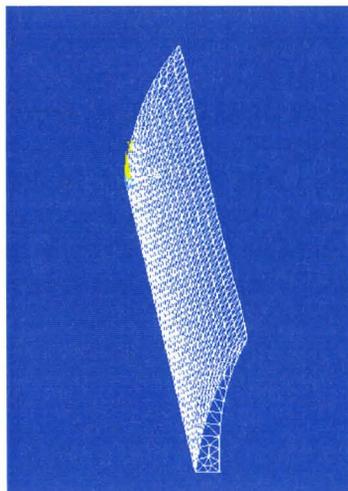


Figure III-13: Déformée correspondant au premier mode de vibration en flexion latérale d'une lame. Dans le cas présent $\beta=5^\circ$ (demi-angle d'ouverture), $H = 0,8\mu\text{m}$ (hauteur), $L = 4 \mu\text{m}$.

À présent, la longueur de la lame est fixée à $4 \mu\text{m}$. La courbe a) de la Figure III-14 illustre l'évolution du premier mode en flexion latérale de la structure en fonction de son demi-angle d'ouverture et de sa hauteur.

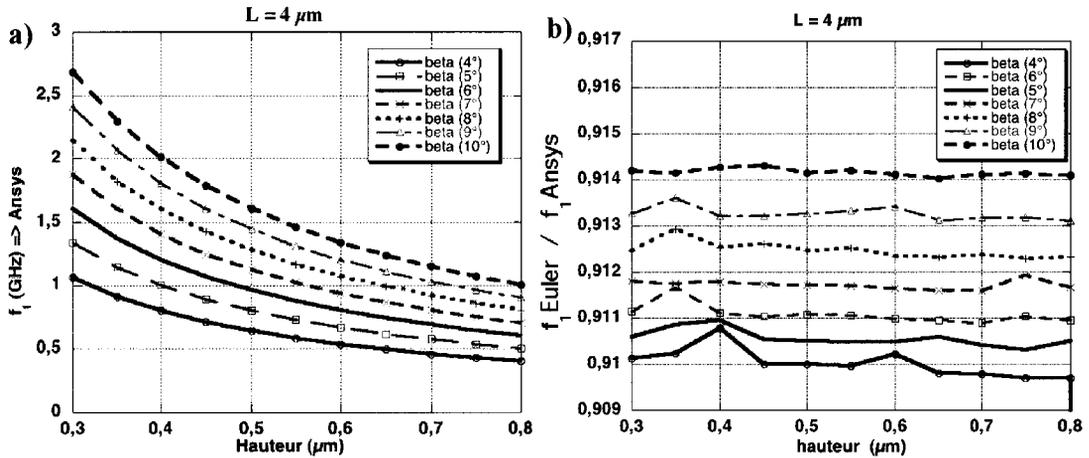


Figure III-14: Fréquence propre d'une lame en silicium mono-cristallin, encastrée à sa base, en fonction de son demi-angle d'ouverture et de sa hauteur. Les valeurs sont extraites d'une analyse modale par éléments finis réalisée sous ANSYS™. b) Comparaison des résultats de simulation avec le modèle découlant de l'hypothèse de Euler-Bernoulli (on réitère la même remarque que pour la Figure III-12 b), concernant les deux singularités observées sur ces courbes).

De nouveau, les résultats de l'analyse modale par la méthode des éléments finis sont cohérents avec ceux prédits par le modèle analytique correspondant (voir partie III.1.2) : on observe une erreur inférieure à 9 % entre la simulation et la modélisation. De fait, on fera plutôt appel au modèle analytique dans la conception du filtre à base de lame, de par sa souplesse d'utilisation, son temps de calcul négligeable par rapport à celui d'une analyse par éléments finis, et enfin sa bonne approximation des modes propres des lames.

III.2 Modélisation électromécanique des structures résonantes :

Pour illustrer cette partie nous allons considérer le cas simple d'un filtre à transduction capacitive employant comme élément vibrant une poutre bi-encastrée, prismatique de section rectangulaire, comme schématisé sur la Figure III-15. Les électrodes d'excitation et de détection sont disposées de part et d'autre, en vis-à-vis du résonateur, de sorte à avoir des transducteurs capacitifs à plans parallèles et d'exciter la poutre selon un mode de flexion latérale (conformément aux dispositifs conçus pendant la thèse).

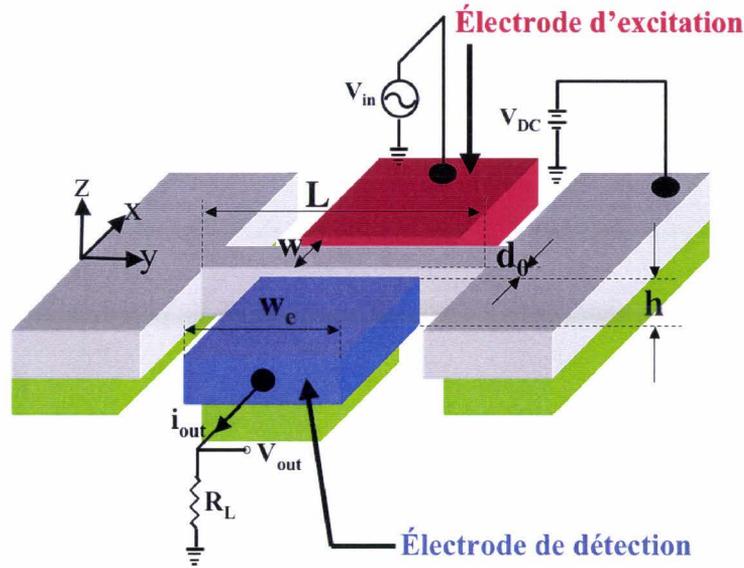


Figure III-15: Schéma d'un filtre microélectromécanique employant une poutre bi-encastée comme élément vibrant.

On note h l'épaisseur de la poutre, W sa largeur dans la direction des vibrations et L sa longueur. L'entrefer séparant les plans capacitifs est référencé sous la variable d_0 , tandis que W_e désigne la largeur des armatures. On se conformera à ces notations pour établir les différents développements dans la partie qui suit.

III.2.1 Rappels sur la transduction capacitive :

Soit ω la pulsation du signal d'excitation v_i appliqué à l'électrode d'entrée du dispositif de sorte que $v_i = v_{in} \cos \omega t$ et V_{DC} la tension de polarisation continue du résonateur. Cette combinaison des deux signaux engendre une force \vec{f}_E d'origine électrostatique qui s'exerce sur le résonateur. Cette force découle de l'énergie potentielle électrostatique $E_{C_{capa}}$ stockée dans la capacité de transduction formée par le résonateur et l'armature de l'électrode d'excitation à travers la formulation $\vec{f}_E = \vec{grad} E_{C_{capa}}$. En particulier, selon l'axe O_x , on obtient l'expression f_i de la force en fonction de la position latérale du résonateur :

$$f_i = \frac{1}{2} (V_{DC} - v_i)^2 \frac{\partial C_i}{\partial x} = \frac{1}{2} \left(V_{DC}^2 + \frac{v_{in}^2}{2} - 2v_{in} V_{DC} \cos \omega t + \frac{v_{in}^2}{2} \cos 2\omega t \right) \frac{\partial C_i}{\partial x}, \quad \text{Équation III-34}$$

où C_i représente la capacité entre le résonateur et l'électrode d'entrée. Comme on peut le constater, la force d'excitation ainsi générée est la superposition de plusieurs termes : une composante continue, ainsi que deux composantes alternatives, l'une à la pulsation ω et l'autre à la pulsation 2ω . À condition que la pulsation du signal d'excitation coïncide avec la pulsation à la résonance mécanique ω_0 du résonateur, seul le terme en ω est exalté par le coefficient de qualité Q du résonateur (ainsi que par sa tension de polarisation). Dans ce cas, on peut négliger les deuxièmes harmoniques ainsi que la composante continue en modèle petit signal. Il ne reste alors que :

$$|f_i| = \left| v_i V_{DC} \frac{\partial C_i}{\partial x} \right|, \quad \text{Équation III-35}$$

Comme on peut le constater, la tension de polarisation continue V_{DC} du résonateur agit linéairement sur l'amplitude de la force électrostatique. Néanmoins une dépendance non-linéaire demeure à l'égard du déplacement du résonateur au travers du terme dC_i/dx . À partir de la formulation donnée ci-dessus, on définit l'efficacité de transduction au port d'entrée η_i (exprimée en Coulomb.m⁻¹) par :

$$\eta_i = V_{DC} \frac{\partial C_i}{\partial x}. \quad \text{Équation III-36}$$

De même, on peut définir l'efficacité de transduction au port de sortie η_o par :

$$\eta_o = V_{DC} \frac{\partial C_o}{\partial x}, \quad \text{Équation III-37}$$

où C_o représente la capacité entre le résonateur et l'électrode de sortie. Intéressons-nous au terme dC_o/dx qui renvoie à la dérivée de la capacité électrode-résonateur qui sert de transducteur en sortie du dispositif. Dans le cas des transducteurs capacitifs à plans parallèles, la valeur de la capacité de sortie en fonction du déplacement latéral x est donnée par :

$$C_o = \frac{\epsilon_0 A}{(d_0 - x)} = C_{Os} \left(1 - \frac{x}{d_0}\right)^{-1}, \quad \text{Équation III-38}$$

où A désigne l'aire des armatures en vis-à-vis par lesquelles s'effectue le mécanisme de transduction (dans le cas présent $A = h.W_e$), ϵ_0 la constante diélectrique du vide, et C_{Os} correspond à la capacité statique entre le résonateur et l'électrode de sortie. En dérivant cette équation, nous obtenons :

$$\frac{\partial C_o}{\partial x} = \frac{C_{Os}}{d_0} \left(1 - \frac{x}{d_0}\right)^{-2}. \quad \text{Équation III-39}$$

Dans le cas où l'amplitude des déplacements x de la poutre est négligeable devant l'entrefer d_0 des armatures, cette équation se simplifie en posant $x/d_0 \ll 1$, ce qui donne $\partial C_o/\partial x = C_{Os}/d_0$. D'autre part, pour une structure parfaitement symétrique, les capacités statiques C_{Os} et C_{is} entre le résonateur et les électrodes d'entrée et de sortie étant identiques, on obtient alors l'égalité $\eta_i = \eta_o = \eta$. Dans les calculs précédents est négligée l'incidence de la déformée du résonateur. Son expression doit être prise en compte si l'on veut avoir une idée plus précise de la capacité en fonction du déplacement du résonateur, et plus particulièrement lorsque la largeur W_e des électrodes est très petite devant la longueur L du résonateur. Dans ce cas, la capacité de sortie en fonction du déplacement du résonateur est régie par :

$$C_o = \int_0^{W_e} \frac{\epsilon_0 h dy}{(d_0 - x(y))}, \quad \text{Équation III-40}$$

où $x(y)$ désigne l'amplitude du déplacement du résonateur à la position y , h son épaisseur, et W_e est la largeur de l'électrode. Cette formulation engendrant des calculs plus complexes, on emploiera préférentiellement la première expression. Cette approximation est d'autant plus acceptable que les amplitudes maximales de déplacements sont généralement faibles devant la largeur de l'entrefer.

Pour en revenir à la force f_i détaillée plus haut, celle-ci entraîne une vibration du résonateur dont l'amplitude est maximale à la résonance mécanique et exaltée par le

coefficient de qualité Q . Cette amplitude est régie par la loi de Hooke, et déterminée par la relation :

$$|x|_{\omega_0} = X(\omega_0) = \frac{|f_i|Q}{k_r} = \frac{\eta v_i Q}{k_r}, \quad \text{Équation III-41}$$

k_r désignant la raideur équivalente du résonateur selon le mode sollicité. D'autre part, les déplacements du résonateur sont en quadrature de phase avec la force d'excitation électrostatique à la résonance mécanique. Les oscillations donnent lieu à une variation de la capacité entre le résonateur et la capacité de sortie. De fait, on recueille en sortie, un courant I_m proportionnel à la modulation de la capacité entre le résonateur et l'électrode de détection en sortie. Ce courant I_m est appelé courant motionnel, et est défini comme suit (hypothèse de mouvement harmonique $x(t) = X e^{j\omega t}$) :

$$I_m = -V_{DC} \frac{\partial C_O}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = -j\omega \eta_0 X. \quad \text{Équation III-42}$$

À la résonance mécanique, le courant motionnel est maximal et son amplitude est donnée par :

$$|I_m(\omega_0)| = \frac{\omega_0 Q v_i \eta^2}{k_r} \quad \text{Équation III-43}$$

D'autre part, ce courant est en phase, à la résonance, avec la tension d'excitation v_i . À ce moment, le résonateur mécanique est modélisable par une résistance R_m , appelée résistance motionnelle, dont la valeur est donnée par le rapport :

$$R_m = \frac{v_i}{I_m(\omega_0)} = \frac{k_r}{\omega_0 Q \eta^2}$$

Pour maximiser la valeur du courant motionnel, plusieurs stratégies sont possibles :

➔ Accroître la fréquence de résonance du résonateur, mais l'effet en est contrarié par une augmentation concomitante de la raideur équivalente k_r du système.

➔ Accroître le coefficient de qualité Q du résonateur. Ce paramètre est lié aux mécanismes dissipatifs qui seront décrits ultérieurement.

➔ Accroître l'efficacité de transduction η , impliquant une augmentation de la tension de polarisation continue V_{DC} du résonateur et / ou une diminution de la largeur de l'entrefer d_0 . Ces deux paramètres sont liés entre eux au travers d'une troisième grandeur qui est la tension d'effondrement ou tension de « pull-in » notée V_{PI} [Nathanson 67]. Cette tension renvoie à l'instabilité survenant lorsque la force de rappel mécanique ne parvient plus à contrebalancer la force d'attraction électrostatique. En conséquence, pour une structure et un dimensionnement donnés il faut s'assurer que la valeur de V_{DC} soit inférieure à la tension de « pull-in » V_{PI} correspondante. Un modèle analytique (sans tenir compte ni de la déformée de la poutre, ni du gradient de force électrostatique le long de celle-ci) permet d'obtenir une valeur approximative de cette tension [Nathanson 67, Senturia +01] :

$$V_{PI} = \sqrt{\frac{8k_0 d_0^3}{27\epsilon_0 A}}, \quad \text{Équation III-44}$$

où A est l'aire des armatures, k_0 la constante de raideur mécanique de la structure. En première approximation, on définit k_0 à l'aide de l'expression de la déflexion maximale [Senturia +01]. Dans le cas où l'on modélise l'action des forces électrostatiques, par une charge transverse ponctuelle appliquée au centre de la poutre bi-encastée, on obtient [Pruessner +03] :

$$k_0 = \frac{Ew\pi^4}{6} \left(\frac{h}{L}\right)^3 \quad \text{Équation III-45}$$

III.2.2 Schéma électrique petit signal équivalent :

D'une manière générale, le comportement dynamique des systèmes électromécaniques peut être décrit par l'équation différentielle du mouvement des membres structurels composant le système étudié, ainsi que par un jeu de conditions aux limites. Ainsi, représente-t-on un résonateur mécanique comme un système composé d'une masse en série avec un ressort et un piston mis en parallèles.

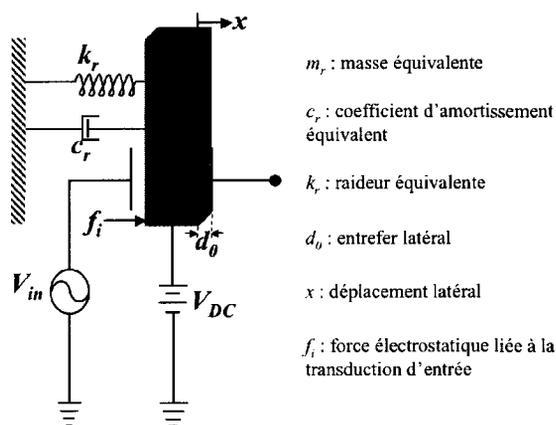


Figure III-16: Schéma bloc illustrant la modélisation modale à paramètres localisés d'un résonateur à transduction capacitive.

Le ressort renvoie à la raideur du résonateur, tandis que le piston symbolise l'amortissement associé aux pertes subies par le résonateur. Cet équivalent dynamique varie en fonction du point de localisation sur le résonateur, et du mode de résonance qui est excité [Tilmans 94, 96, 97]. Ainsi définit-on la masse équivalente à la position y sur le résonateur à l'aide de la formulation énergétique suivante [Johnson 83] :

$$m_r(y) = \frac{E_{c\max}}{\frac{1}{2}v_x^2(y)} = \frac{\rho Wh \int_0^L [X_m(x')]^2 dx'}{[X_m(y)]^2}, \quad \text{Équation III-46}$$

avec $E_{c\max}$ l'énergie cinétique maximum du système, $X_m(y)$ l'équation du mode de résonance étudié, et $v_x(y)$ la vitesse de déplacement du résonateur au point de coordonnée y .

La raideur et le coefficient d'amortissement équivalents se déduisent ensuite grâce à la fréquence de résonance obtenue indépendamment via la mécanique des milieux continus (cf. paragraphe III.1).

$$k_r = \omega_0^2 m_r, \quad \text{Équation III-47}$$

$$c_r = \frac{\omega_0 m_r}{Q}. \quad \text{Équation III-48}$$

Puis le comportement du filtre est décrit par un schéma électrique équivalent composé de résistances, inductances et capacités. Ce circuit équivalent est bâti sur l'analogie entre les descriptions mathématiques des phénomènes mécaniques et électriques [Woodson 68] : ces analogies sont en effet le résultat des similitudes entre les équations différentielles décrivant d'un côté un système oscillant mécanique unidimensionnel, et de l'autre un circuit électrique résonant. Elles sont rappelées dans le Tableau III-5.

Domaine mécanique	Domaine électrique
Force : F	Potentiel électrique : V
Vitesse de déplacement : $v = dx / dt$	Intensité d'un courant : $i = dq / dt$
Masse : m	Inductance : L
Souplesse : $(1/k)$	Capacité : C
Amortissement : c	Résistance : R

Tableau III-5: Équivalents par impédance entre domaine mécanique et électrique.

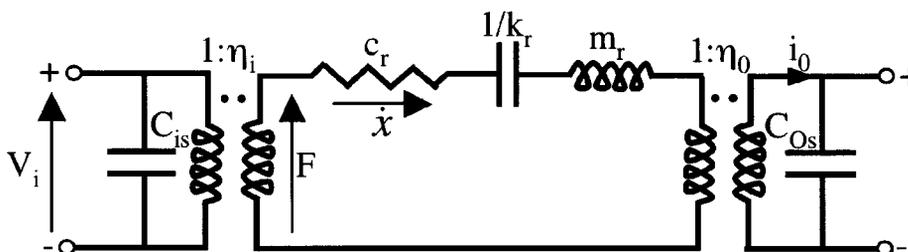


Figure III-17: Circuit équivalent au dispositif employant un élément résonant, incluant les entrées / sorties électriques et mécaniques.

La description schématique de la figure ci-dessus permet par l'intermédiaire des transformateurs de décorréler l'information d'origine électrique et mécanique [Tilmans 96, 97]. Cette figure fait apparaître les capacités statiques C_{0s} et C_{is} entre le résonateur et les électrodes d'entrée et de sortie. Dans le cas d'une structure parfaitement symétrique pour laquelle nous obtenons donc les deux égalités $C_{0s} = C_{is}$ et $\eta_i = \eta_o = \eta$, ce schéma se simplifie sous la forme d'un circuit électrique $R_m L_m C_m$ série caractérisant la branche motionnelle (*i.e.* le comportement dynamique du résonateur). On y ajoute la capacité C_C de couplage directe entre l'entrée et la sortie, en parallèle avec la branche motionnelle (cf. Figure III-18). Cette capacité peut être perturbante pour le fonctionnement du filtre. Son influence sera explicitée plus tard. Ne sont pas représentées sur la Figure III-18 les contributions amenées par les éléments externes au circuit et dépendant de la façon dont est connecté le dispositif [Clark +01] : capacité de couplage vers la masse, capacité parasite liée aux pointes de polarisation et de mesure, aux câbles, lignes d'interconnexions...

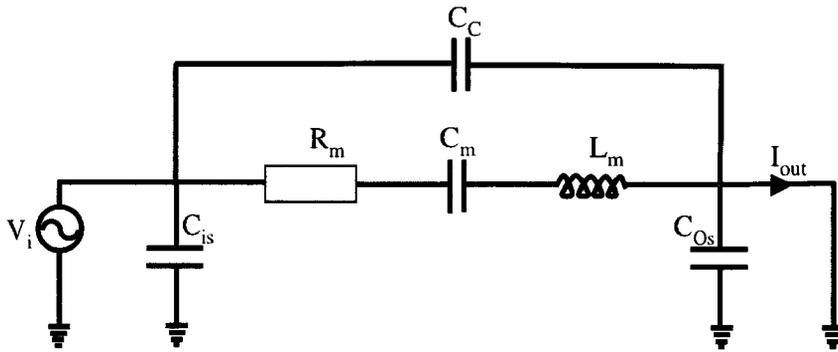


Figure III-18: Schéma électrique équivalent petit signal d'un résonateur électromécanique à transduction capacitive. Les capacités statiques C_{Os} et C_{is} sont reliées à la masse petit signal (résonateur polarisé à tension fixe V_{DC}).

Après transformation liée à la transduction, on obtient $R_m = \frac{\sqrt{k_r m_r}}{Q \eta^2}$, $L_m = \frac{m_r}{\eta^2}$, $C_m = \frac{\eta^2}{k_r}$.

L'inductance motionnelle L_m caractérise l'inertie du résonateur, la capacité motionnelle C_m son élasticité, et enfin la résistance motionnelle R_m les pertes dissipatives du résonateur. Dans le cas, où l'on emploie plusieurs résonateurs reliés entre eux par l'intermédiaire de poutres de couplage, on représentera ces dernières par des capacités reliées à la masse petit signal, et les équivalents $R_m L_m C_m$ de chaque résonateur seront de nouveau employés.

À la résonance mécanique, la branche motionnelle se réduit à la résistance motionnelle R_m . Dans le cas particulier des transducteurs capacitifs à plans parallèles et d'une configuration symétrique, on donne une approximation au premier ordre de cette résistance (lorsque l'amplitude des déplacements de la poutre est négligeable devant la largeur de l'entrefer d_0) :

$$R_m = \frac{k_r}{\omega_n Q \eta^2} = \frac{k_r}{\omega_n Q V_{DC}^2 (\epsilon_0 W_e h)^2} d_0^4, \quad \text{Équation III-49,}$$

où ω_n correspond à la pulsation du mode excité. Outre les stratégies de conception invoquées à la fin du paragraphe III.2.1, il apparaît de manière encore plus évidente ici que pour augmenter l'intensité du courant motionnel et donc diminuer R_m , il faille minimiser au maximum la largeur de l'entrefer, qui intervient en d_0^4 .

III.3 Non-linéarités dans les résonateurs à transduction par plans capacitifs parallèles :

III.3.1 Accordabilité de la fréquence de résonance.

Étant donné que les capacités électrodes-résonateur sont des fonctions non-linéaires du déplacement du résonateur, cette non-linéarité se traduit par une dépendance de la fréquence centrale du filtre à l'égard de la tension de polarisation V_{DC} du résonateur [Los Santos 99], comme il est exposé dans la suite.

Si l'on considère de nouveau l'expression de la capacité électrode d'excitation-résonateur C_i , fonction du déplacement x du résonateur, on peut montrer en utilisant un développement limité en série de Taylor que :

$$\frac{\partial C_i}{\partial x} = -\frac{C_{is}}{d_0} \left(1 + A_1 x + A_2 x^2 + A_3 x^3 + \dots \right),$$

$$\text{où } A_1 = -\frac{2}{d_0}, A_2 = \frac{3}{d_0^2}, A_3 = -\frac{4}{d_0^3}, \dots$$

Équation III-50

En supposant des déplacements infimes, et en ne conservant que les deux premiers termes associés à cette décomposition, on obtient :

$$f_i = -\frac{1}{2} \frac{C_{is}}{d_0} \left(V_{DC}^2 - 2v_i V_{DC} + v_i^2 + A_1 V_{DC}^2 x - 2A_1 x v_i V_{DC} + A_1 x v_i^2 \right).$$

Équation III-51

Dans l'approximation petit signal, c'est-à-dire lorsque v_i est petit devant V_{DC} , et en considérant uniquement les composantes de pulsation ω proche de ω_0 , l'expression de la force d'excitation à la résonance mécanique devient alors :

$$f_i|_{\omega_0} = f_{elect} + f_{ke} = V_{DC} \frac{C_{is}}{d_0} v_{in} \cos(\omega_0 t) + V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^2} X \sin(\omega_0 t).$$

Équation III-52

En plus du premier terme évoqué précédemment et représentant la force électrostatique f_{elect} amenée par la tension d'excitation v_i , la force totale générée par le transducteur contient une composante additionnelle f_{ke} proportionnelle au déplacement du résonateur. Cette composante est en quadrature de phase par rapport à la force f_{elect} , tout comme la force de rappel élastique. Cependant, à l'inverse de la force de rappel mécanique qui s'oppose à la force d'attraction f_i , la composante f_{ke} agit en faveur de la force globale f_i . On lui associe donc une constante de raideur négative d'origine électrostatique :

$$k_e = -V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^2}.$$

Équation III-53

Cette rigidité s'ajoute à la rigidité mécanique k_r propre au résonateur, diminuant ainsi la fréquence de résonance du système :

$$f_0' = \sqrt{\frac{k_r + k_e}{m_r}} = f_0 \sqrt{1 - \frac{V_{DC}^2 C_{is}}{k_r d_0^2}},$$

Équation III-54

où f_0' est la fréquence de résonance modifiée par la transduction, et f_0 la fréquence propre du résonateur. Ainsi la fréquence de résonance du système est ajustée par le niveau de tension de polarisation continue V_{DC} appliqué au résonateur [Nguyen 94]. En utilisant une approximation au premier ordre, on peut déterminer le décalage en fréquence normalisé par rapport à f_0 , pour de faibles tensions de polarisation V_{DC} :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{2} \frac{V_{DC}^2 C_{is}}{k_r d_0^2} = -\frac{1}{2} \frac{C_m}{C_{is}}.$$

Équation III-55

La position du pic correspondant à la résonance modifiée, par rapport à la résonance mécanique propre montre donc une dépendance quadratique à l'égard du niveau de tension

V_{DC} . On utilise cette propriété lors de la caractérisation d'un pic de résonance en transmission d'un résonateur.

III.3.2 Distorsion de la réponse spectrale du résonateur.

Les développements précédents supposent des amplitudes de déplacement négligeables devant la largeur de l'entrefer. Cette approximation n'est plus valable dès lors que l'on atteint des niveaux de polarisation V_{DC} et de tension d'excitation v_i élevés (*i.e.* pour lesquels l'amplitude d'oscillation dépasse $d_0 / 10$). Dans ce cas, il faut considérer l'ordre supérieur du développement limité associé à la dérivée de la capacité de transduction. À la résonance, la composante de la force en quadrature de phase par rapport à la force issue de l'excitation f_{elect} (f_{elec} reste inchangée) s'écrit après simplification (on conserve uniquement les termes en ω) et développement [Nguyen 94] :

$$f_i|_{\omega_0, \omega_0} = -(k_{e1}X + k_{e3}X^3) \sin(\omega_0 t)$$

$$\text{avec } k_{e1} = -\left(V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^2} + \frac{1}{4} \frac{C_{is}}{d_0^2} v_{in}^2 \right) \approx -V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^2},$$

$$\text{et } k_{e3} = -\left(V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^4} + \frac{1}{4} \frac{C_{is}}{d_0^4} v_{in}^2 \right) \approx -V_{DC}^2 \frac{C_{is}}{d_0^4}$$

Équation III-56

On retrouve la rigidité d'origine électrostatique k_{e1} permettant d'ajuster la position du pic de résonance. Le terme de non-linéarité du troisième ordre se traduit par un comportement non-linéaire du type Duffing [McLachlan 51], provoquant une distorsion du pic de résonance. Cette distorsion est d'autant plus prononcée que le coefficient de qualité du résonateur est élevé. La raideur k_{e3} s'associe à k_{e1} dans la diminution de la raideur globale du système, mais en créant un assouplissement non-linéaire du résonateur [Nguyen 94].

III.4 Coefficient de qualité et phénomènes dissipatifs :

Outre la fréquence de résonance du mode excité, un résonateur est caractérisé par le facteur de qualité Q en ce mode. La valeur de Q est directement liée aux pertes dans le résonateur, à travers la formulation :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi} \frac{\text{énergie perdue par période d'oscillation}}{\text{énergie totale stockée par période d'oscillation}}.$$

Équation III-57

En général, différents mécanismes de dissipation énergétique contribuent dans la valeur du coefficient de qualité global Q . On peut assigner un facteur de qualité à chacun de ces mécanismes, si bien que l'inverse de Q correspond à la somme des inverses de chacun des coefficients de qualité individuels.

$$\frac{1}{Q} = \sum \frac{1}{Q_i}.$$

Équation III-58

Dans le cas des oscillateurs harmoniques, on montre par le calcul, après approximation, que le facteur de qualité s'exprime également de la façon suivante :

$$Q = \frac{f_{res}}{\Delta f_{-3dB}},$$

Équation III-59

où Δf_{3dB} représente l'élargissement du pic de résonance à $-3dB$ du sommet, et f_{res} la fréquence du mode correspondant. Ce facteur de qualité définit la sélectivité de la réponse en fréquence du filtre pour le mode de résonance sollicité. En effet, plus le facteur de qualité est important, meilleure se fera la sélection et l'extraction du signal désiré par rapport aux signaux parasites contigus (*i.e.* dont la fréquence est voisine de celle du signal que l'on cherche à filtrer).

À ce jour, aucun résonateur réalisé à l'aide d'une technologie de micro-usinage de surface n'a pu démontrer un facteur de qualité supérieur à 10^6 [Roukes +01], et la plupart des démonstrateurs sont bien en deçà de cette valeur [Wang 97 & 97 bis, Wang +00, Bannon +00, Clark +00, Hsu +01]. Au contraire, les résonateurs macroscopiques à base de quartz peuvent atteindre des valeurs de coefficient de qualité supérieures à 10^6 . Il est indispensable d'analyser l'origine des mécanismes dissipatifs [Mohanty +02] au sein des résonateurs à l'échelle micro et nanométrique dans le souci d'accroître le facteur de qualité du dispositif [Vig 99].

Dans la partie qui suit, les mécanismes de pertes sont déclinés, et le cas échéant sont décrits en référence à l'exemple du résonateur à base de poutre bi-encastree (cf. Figure III-15). Ainsi les pertes associées à l'amortissement dû à la présence de l'air et les pertes dans les ancrages symbolisent les pertes par mécanismes extrinsèques : certes, elles n'ont pas de rapport avec la nature du matériau structural du résonateur, mais sont conditionnées par la conception de ce dernier. Les pertes par mécanismes intrinsèques sont ensuite décrites. Ces dernières fixent la valeur limite du coefficient Q atteignable.

a) Friction de l'air

Cette catégorie de dissipation est associée à l'interaction entre le résonateur et l'air. Plus spécifiquement, cette perte est liée à la résistance que présente l'air à l'encontre des vibrations du résonateur. L'amortissement de l'air peut-être séparé en trois régions distinctes correspondant chacune à une gamme de pression, allant du vide à la pression atmosphérique : intrinsèque, moléculaire, et régime visqueux. À titre indicatif, Blom et co-auteurs [Blom 92] ont trouvé une transition du régime visqueux au régime moléculaire aux alentours de 1 Torr et du régime moléculaire au régime intrinsèque entre 10^{-2} et 10^{-3} Torr, pour une poutre encastree-libre vibrant verticalement (surface de la section $\approx 1 \text{ mm}^2$). Dans le vide (région intrinsèque), la friction de l'air n'est pas une source significative participant au mécanisme de dissipation. Par conséquent, on négligera sa contribution dans ce qui suit.

En général, on décrit l'interaction du milieu environnant (*i.e.* air) avec le résonateur par une force de frottement F_{frott} dont on donne ici l'expression [Blom 92] :

$$F_{frott} = (\beta_1 + j\beta_2)v_x = \beta_1 v_x - \beta_2 \frac{v_x}{\omega} = \gamma_1 L v_x - \frac{\gamma_2 L v_x}{\omega}, \quad \text{Équation III-60}$$

où v_x désigne la vitesse du résonateur (hypothèse de mouvement harmonique : $v_x = v_{x0} e^{-j\omega t}$), β_1 et β_2 sont deux coefficients réels d'amortissement, et L désigne la longueur du résonateur. On peut montrer que le terme γ_1 est inversement proportionnel au facteur de qualité, tandis que le second terme γ_2 est proportionnel au décalage en fréquence introduit par l'amortissement.

⇒ Région moléculaire

À basse pression (région moléculaire ou de Knudsen), l'amortissement provient des collisions indépendantes entre les molécules d'air avec la surface du résonateur [Blom 92]. Dans ce cas, le paramètre d'amortissement γ_1 est proportionnel à la pression de l'air p ainsi qu'à la hauteur de la poutre h , tandis que le second paramètre γ_2 est annulé :

$$\gamma_1 = ph.k_m = ph\sqrt{\frac{32M}{9\pi RT}}, \quad \text{Équation III-61}$$

$$\gamma_2 = 0$$

où R est la constante des gaz parfaits, M la masse molaire des molécules constituant le gaz environnant (pour l'air $M_{air} = 28,964$ g / mole), et T la température absolue, de sorte qu'à 300 K le terme $k_m = 3,6 \times 10^{-3}$ s/m. Le coefficient de qualité est déterminé comme suit :

$$Q_{mol} = \frac{\rho A \omega_n}{\gamma_1} = \sqrt{\frac{9\pi RT}{32M}} \frac{w \rho \omega_n}{p}, \quad \text{Équation III-62}$$

où ω_n représente la pulsation du mode de résonance correspondant et non amorti de la poutre, ρ la densité volumique de son matériau constitutif, et A sa section ($A = h.w$ cf. Figure III-15).

⇒ Comportement visqueux de l'air

Dans les plus hautes pressions (de 1 Torr jusqu'à la pression atmosphérique et au-delà), c'est-à-dire le régime visqueux, le gaz environnant se comporte comme un fluide purement visqueux [Blom 92]. Dans l'hypothèse où l'air est un gaz incompressible et que le nombre de Reynolds est très petit (pas de turbulences), la force de frottement agissant sur la surface du résonateur se déduit de la mécanique des fluides [Ouziaux 98], en résolvant l'équation de Navier-Stokes et l'équation de continuité. Pour simplifier le problème de résolution lié à la détermination du champ de vitesse de l'air autour de la poutre résonante, on symbolise celle-ci par une rangée de sphères de rayon r vibrant indépendamment les unes des autres [Kokubun 87]. Ce faisant, l'expression de la force agissant sur la surface en déplacement est donnée par la relation [Landau 63] :

$$F_{frot} = \left[6\pi\mu r \left(1 + \frac{r}{\delta} \right) - \frac{2}{3} \pi r^3 \rho_{gaz} \left(1 + \frac{9\delta}{2r} \right) \frac{1}{\omega} \right] v_x, \quad \text{Équation III-63}$$

où μ désigne la viscosité dynamique, et ρ_{gaz} la densité volumique du gaz (dans le cas d'un gaz parfait : $\rho_{gaz} = \frac{Mp}{RT}$). δ est la largeur déterminant la frontière autour de la poutre, au-delà de laquelle le gaz est turbulent. C'est une mesure de la profondeur de pénétration des ondes latérales produites par le mouvement de la poutre sur les molécules d'air. Cette grandeur dépend de la pression à travers la formulation $\delta = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho_{gaz}\omega}}$. À partir de l'expression de la force de frottement donnée ci-dessus, on détermine le coefficient de qualité, ainsi que le décalage relatif en fréquence du premier mode de résonance introduit par le frottement visqueux de l'air :

$$Q_{visq} = \frac{\rho A \omega_0}{\gamma_1} = \frac{whL\rho\omega_0}{6\pi\mu r \left(1 + \frac{r}{\delta}\right)} \quad \text{Équation III-64}$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{1}{2} \frac{\gamma_2}{\rho A} = -\frac{\pi r^3 \rho_{gaz}}{3\rho Lwh} \left(1 + \frac{9}{2} \frac{\delta}{r}\right)$$

Pour les applications numériques, on remplace le rayon r des sphères par la hauteur de la poutre (dans le cas d'une excitation latérale comme sur la Figure III-15).

⇒ **Force de compression de l'air :**

Dans le cas où l'entrefer d_0 séparant la poutre des électrodes de transduction est très petit (1 μm) une force dite de compression apparaît. Celle-ci est reliée à la compression du volume d'air séparant les armatures électrodes-résonateur en raison des vibrations de ce dernier [Hosaka 95]. Une expression de cette force peut être obtenue en résolvant l'équation de Reynolds. Le coefficient de qualité Q_{comp} est alors obtenu comme suit :

$$Q_{comp} = \frac{\rho w d_0^3 \omega_0}{\mu h^2} \quad \text{Équation III-65}$$

Cette approximation n'est valable que si la poutre est beaucoup plus longue qu'épaisse, si l'entrefer initial est uniforme, et enfin si l'amplitude des vibrations de la poutre est inférieur au dixième de l'entrefer séparant la poutre des électrodes latérales. D'autre part, on fait l'hypothèse que la pression de l'air autour du résonateur est constante, alors qu'en réalité la forme des vibrations (équation de la déformée de la poutre selon le mode sollicité) induisent une distribution inhomogène de la pression de l'air [Cho 94].

b) Pertes par couplage mécanique

Ces pertes sont associées à la dissipation d'énergie du résonateur à travers la structure le supportant. On parle également de pertes par radiation acoustique du support [Tomikawa 82]. En effet, on ne peut supposer que le résonateur soit parfaitement isolé de ses ancrages mécaniques, et que ces derniers soient parfaitement rigides. Des déformations locales apparaissent à l'interface entre le résonateur et ses ancrages. La perte d'énergie par période d'oscillation est proportionnelle à l'inverse de la force de friction s'exerçant au niveau de la surface de contact séparant la partie mobile de la partie ancrée au substrat.

À partir de la théorie de l'élasticité, il est possible d'obtenir pour une poutre cantilever de longueur L une expression du coefficient de qualité caractérisant la dissipation énergétique à travers les ancrages [Jimbo 68] :

$$\frac{1}{Q_{rad}} = \frac{0,23 t_{vib}^3}{L^3}, \quad \text{Équation III-66}$$

où t_{vib} représente l'épaisseur de la poutre dans la direction des vibrations.

Bien qu'il soit difficile d'accroître la rigidité des ancrages, les pertes énergétiques peuvent être réduites en optimisant la conception de l'ensemble système résonant-structures d'ancrage. On peut citer l'exemple du système employant deux plateaux vibrant dans un mode de torsion, permettant un découplage du plateau central de son support [Cleland 98]. On se reportera également au démonstrateur employant une structure résonante à base de poutre

libre-libre [Wang +00] décrit dans le paragraphe II.4. Ce type de conception fut employé récemment sur des structures en carbure de silicium [Huang +03], et excitées à l'aide d'une transduction magnétostatique. De nouveau, cette configuration a permis une amélioration du coefficient de qualité obtenu (11000) en comparaison avec la valeur mesurée pour des poutres bi-encastées de mêmes dimensions (4500).

c) Dissipation thermoélastique :

Il s'agit de la source principale de pertes lorsque le résonateur fonctionne dans le vide [Lifshitz +00]. Ce mécanisme dissipatif est relié aux déformations volumétriques qui créent une distribution non-uniforme de la température à travers le système en vibration. Les gradients de température produisent en retour un flux de chaleur résultant de la conversion de l'énergie du mode vibratoire en énergie thermique. Cet amortissement est minimal pour des systèmes résonants en mode de torsion. Une modélisation de ce mécanisme dissipatif est proposée ci-dessous [Bilic +01, Abdolvand +03, Candler +03] :

$$Q_{therm} = \frac{1}{2\Gamma(T)\Omega(f)}, \text{ avec } \Gamma(T) = \frac{\alpha^2 TE}{4\rho C_p}, \text{ et } \Omega(f) = \frac{2F_0 f}{F_0^2 + f^2}, \quad \text{Équation III-67}$$

où f est la fréquence de l'onde élastique, T la température moyenne en K, et F_0 est la fréquence caractéristique (pour laquelle Q_{therm} est minimal) de cet amortissement définie par :

$$F_0 = \frac{\pi\lambda}{2\rho C_p t_{vib}^2}. \quad \text{Équation III-68}$$

Dans ces équations, α désigne le coefficient de dilatation thermique du matériau constitutif du résonateur, C_p sa capacité calorifique massique (à pression constante), E son module de Young, λ sa conductibilité thermique, et t_{vib} l'épaisseur du résonateur dans la direction de vibration (pour un actionnement latéral comme sur la Figure III-15 $t_{vib} = h$). Dans le cas du silicium monocristallin à 300 K, on prend $\alpha = 2,616.10^{-1}.K^{-1}$ [Madou +02], $C_p = 712 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$ [Grigoriev 97], $\lambda = 1,56 \text{ W.cm}^{-1}.K^{-1}$ [Madou +02].

d) Interaction phonon-phonon :

Une autre source fondamentale participant dans les mécanismes dissipatifs intrinsèques, provient de l'interaction du champ de déformation avec les phonons thermiques [Celik +00] déjà présents dans le solide, à l'inverse de la relaxation thermoélastique pour laquelle les phonons thermiques sont générés par le gradient de déformation. Il existe de nombreux travaux décrivant cette interaction [Cleland +03]. La théorie développée par Masson et co-auteurs [Masson 65] permet de bien appréhender ce mécanisme. Elle suppose un équilibre thermique entre la population de phonons et la déformation instantanée au sein du résonateur. En effet, du fait de la modulation périodique du champ de déformation, la fréquence de vibration des phonons va varier, influant sur la distribution locale de la température, et créant un flux de chaleur entre les points de différente déformation. L'augmentation d'entropie qui en découle absorbe une partie de l'énergie vibratoire du système. Cette théorie s'applique dans le cas où le temps de relaxation thermique τ_{th} caractéristique du gaz de phonons est beaucoup plus petit devant la période $2\pi/\omega$ de l'onde élastique (caractérisant la propagation des déformations locales dans le résonateur). On associe à cette perte d'énergie le coefficient de qualité Q_{ph-ph} défini comme suit [Cleland +03]:

$$\frac{1}{Q_{ph-ph}} = \frac{\gamma^2 c_V T}{\rho v_\phi^2} \frac{\omega \tau_{th}}{1 + \omega^2 \tau_{th}^2}, \quad \text{Équation III-69}$$

où v_ϕ est la vitesse de phase du son dans le matériau, γ la constante de Grüneisen ($\gamma = 2$ dans le cas du silicium [Bilic +01]), T la température moyenne en K, c_V la capacité calorifique à volume constant ($c_V = 1,64 \text{ J.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ à 300 K [Cleland +02]), et τ_{th} le temps de relaxation des phonons donné par le rapport $3\lambda/c_V \bar{v}_D^2$ où v_D renvoie à la vitesse du son de Debye (5000 m.s^{-1} pour le quartz [Bilic +01] et 5860 m.s^{-1} pour le silicium [Cleland +02]). On trouve $\tau_{th} = 8,31 \text{ ps}$ dans le cas du silicium.

e) Dispersion phonon-électron :

Dans le cas où le résonateur est recouvert ou constitué d'un métal, il faut considérer le gaz d'électrons libres qui lui est associé. En raison de la force périodique d'excitation externe, les ions commencent à osciller, produisant un champ électrique variable forçant le mouvement des électrons. On assimile le gaz électronique à un fluide visqueux. Par conséquent, une dissipation énergétique est observée du fait du mouvement des électrons [Cleland +03]. Ce mécanisme intervient également pour des matériaux semiconducteurs intrinsèques à température ambiante. En effet, ils possèdent une population en porteurs libres en trous / électrons compte tenu de l'excitation thermique. La sollicitation externe peut modifier la structure de bande du matériau de sorte que des électrons vont migrer d'une bande à l'autre. Le saut d'un électron d'une bande à l'autre se traduit alors en une perte d'énergie.

III.4.2 Éléments externes affectant la réponse en transmission du filtre :

Un ensemble d'éléments électriques liés à la chaîne de mesure, à la configuration des électrodes et aux matériaux employés s'interfacent avec le filtre et affectent sa réponse en transmission. Ce paragraphe a pour but d'en illustrer les incidences sur les performances du filtre.

a) Les pertes par insertion

À la résonance mécanique, on rappelle que l'impédance motionnelle caractérisant le comportement dynamique du résonateur se réduit à sa résistance motionnelle R_m . En général, cette résistance est comprise entre la dizaine et la centaine de $\text{k}\Omega$ [Quévy +02]. Dans le cas d'une mesure directe de la réponse en transmission du filtre à l'aide d'un analyseur de réseau, une désadaptation d'impédance apparaît alors entre le résonateur et les impédances d'entrée et de sortie (50Ω) présentées par les ports de l'analyseur. On note R_S la résistance de source (en série avec le signal d'excitation v_i issu du port d'entrée de l'analyseur) et R_L la résistance de charge. Cette désadaptation se traduit par des pertes par insertion dans la bande passante. Ces pertes IL (en décibels) sont définies par la transmission maximale du filtre : c'est-à-dire le rapport entre la tension maximale recueillie aux bornes de R_L en considérant l'insertion de la résistance motionnelle R_m amenée par le résonateur, et cette même tension lorsque le résonateur est vu comme un court-circuit.

$$IL = 20 \log \left| \frac{v_i \frac{R_L}{R_L + R_S + R_m}}{\frac{R_L}{R_L + R_S}} \right| = 20 \log \left| \frac{R_L + R_S}{R_L + R_S + R_m} \right|. \quad \text{Équation III-70}$$

b) Influence des capacités parasites :

Dans l'analyse précédente, est omise l'incidence de la capacité de couplage direct C_C entre l'électrode d'excitation et de détection, des capacités de couplage entre les plots d'accès et le substrat, et de la capacité parasite entre les pointes de mesure. À condition d'effectuer une soustraction logicielle au niveau de l'analyseur de réseau (cf. paragraphe V.1), on peut s'affranchir de cette dernière contribution. Néanmoins, le couplage vers le substrat et celui apporté par les électrodes d'entrée et de sortie, persistent.

La capacité de couplage vers le substrat a pour effet de diminuer l'amplitude du signal capté, mais elle est généralement négligée du fait de l'isolation des plots d'accès par l'intermédiaire d'un diélectrique suffisamment épais. La plus grande contribution parasitant la mesure du courant motionnel est donc apportée par le couplage direct entre les électrodes. Elle se traduit en une diminution de l'atténuation en bande coupée. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la résonance série, l'impédance du réseau $R_m L_m C_m$ devient plus importante que l'impédance de la capacité de couplage direct C_C qui lui est associée en parallèle (cf. Figure III-18 en page 48). D'autre part, cette configuration crée une résonance parallèle (zéro de transmission), peu après la résonance série caractéristique de la branche motionnelle $R_m L_m C_m$ du résonateur (cf. paragraphe V.3). Le courant parasite lié au couplage direct s'écrit :

$$i_C(\omega) = j\omega C_C v_i, \quad \text{Équation III-71}$$

où v_i désigne le signal d'excitation appliqué à l'entrée du dispositif. On obtient alors le rapport ϕ_{mC_C} entre le courant motionnel et le courant de couplage direct à la résonance excitée f_n :

$$\phi_{mC_C} = \left| \frac{I_m}{I_C} \right| = \frac{\eta^2 Q}{C_C k_r} = \frac{1}{R_m C_C \omega_n}, \quad \text{Équation III-72}$$

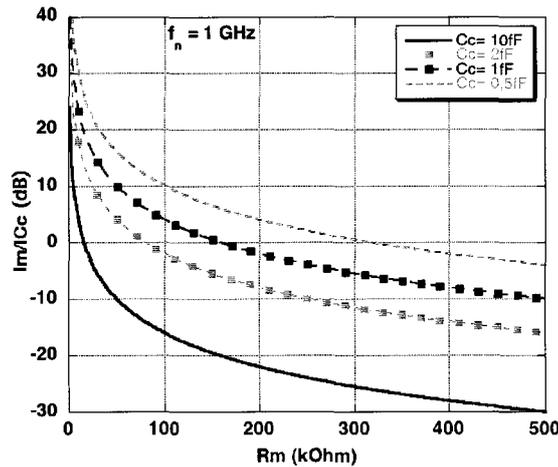


Figure III-19: Évolution du rapport ϕ_{mC_C} exprimé en dB, en fonction de la valeur de la résistance motionnelle R_m , et de la capacité de couplage direct C_C (fréquence de 1 GHz).

On constate sur la Figure III-19 que, dans le cas le plus défavorable (*i.e.* $C_C = 10$ fF), on ne peut espérer mesurer à 1 GHz une résonance supérieure à 3 dB, qu'à condition que R_m soit inférieure à 11 kΩ.

IV Structure et procédé de fabrication des deux familles de filtres nano-électromécaniques.

IV.1 Filtre à base de nanopointe vibrante :

IV.1.1 Présentation du dispositif

Le premier dispositif conçu dans le cadre de la thèse emploie comme élément résonant l'extrémité libérée d'une nanopointe de silicium métallisée. La partie inférieure de cette nanopointe est encapsulée dans une couche épaisse de diélectrique (SiO_2), afin d'isoler les électrodes d'excitation et de détection de la couche utilisée pour polariser le résonateur, et de n'utiliser que l'apex (partie la plus effilée) de la pointe comme élément vibrant. On rappelle que le principe de fonctionnement du dispositif est basé sur une excitation du résonateur par couplage électrostatique, et une détection des vibrations par couplage capacitif. Les oscillations du résonateur s'effectuent dans le plan des électrodes. Le schéma de la Figure IV-1 représente la structure du dispositif de filtrage accompagné du circuit de polarisation, d'excitation et de mesure affecté aux différentes électrodes.

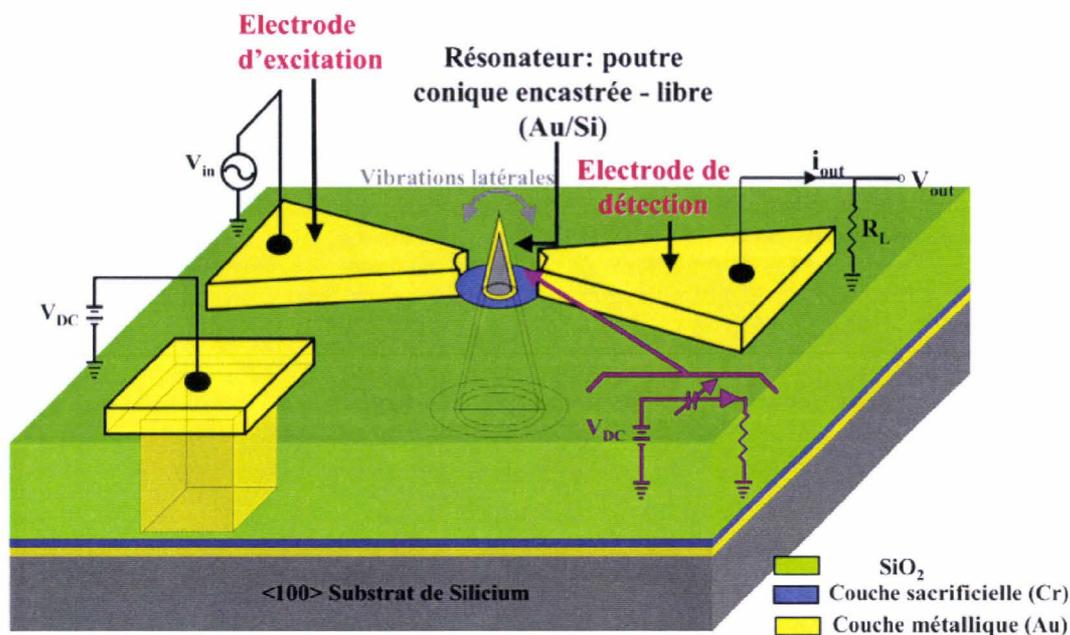


Figure IV-1: Schéma du dispositif de filtrage nano-électromécanique RF employant l'apex d'une nanopointe de silicium métallisée comme partie vibrante.

IV.1.2 Procédé de fabrication

a) Enchaînement et fonctionnalité des niveaux de masques

Ce procédé fait appel à deux étapes d'écriture électronique directe associées à la fabrication du dispositif en lui-même. La première phase de lithographie électronique a pour

but la définition du résonateur. La seconde étape d'écriture électronique sert à définir les électrodes d'excitation et de détection d'une part, et à les aligner par rapport au résonateur d'autre part. Un niveau optique intermédiaire est nécessaire afin de définir les plots de contact pour permettre la polarisation continue du résonateur.

Initialement, une première version du procédé de fabrication se limitait uniquement à ces trois niveaux de masques. Ce premier cycle de fabrication a mis en lumière la nécessité d'avoir des marques d'alignement électroniques intactes pour s'assurer de l'efficacité du réaligement électronique lors de l'étape finale (définition des électrodes latérales). À partir de cette observation, la seconde version qui a été retenue, et qui est présentée dans la suite, nécessite deux niveaux supplémentaires. Une première étape d'écriture électronique dont la seule fonction est de définir les marques d'alignement électronique. À cela s'ajoute un niveau optique, dont le rôle est de préserver ces marques électroniques des étapes technologiques relatives à la fabrication du dispositif (gravure ionique réactive, oxydation thermique). Les détails des différents niveaux de masques relatifs à ce procédé de fabrication sont illustrés dans l'annexe A du manuscrit.

b) Présentation du procédé de fabrication

Les étapes de réalisation technologique du dispositif sont décrites dans la partie qui suit. Elles correspondent au procédé final retenu, et sont le fruit de plusieurs essais et optimisations itératives. Par ailleurs, ce procédé est détaillé de façon exhaustive en annexe du manuscrit.

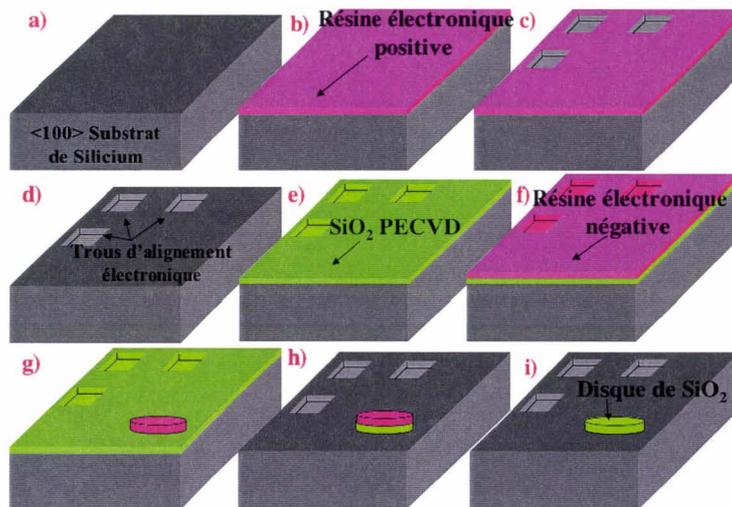


Figure IV-2: Schéma illustrant les étapes de fabrication relatives aux marques d'alignement électronique et à la définition du masque pour la gravure des pointes.

Le procédé de fabrication débute à partir d'un substrat de silicium orienté (100), dopé de type n avec une résistivité de 5 à 10 $\Omega \cdot \text{cm}$. Le choix du type de motif d'alignement électronique s'est porté sur des trous usinés dans le substrat de silicium, en lieu et place des plots métalliques usuels. Ce choix présente deux avantages. Il n'impose pas de contraintes sur le budget thermique, qui, dans le cas des marques métalliques, doit être ajusté de sorte à ne pas les dégrader (problèmes de siliciuration, diffusion). D'autre part, il s'est avéré que les marques creuses permettent un meilleur contraste électronique lors du réaligement en

écriture directe. La Figure IV-2 illustre l'enchaînement des étapes nécessaires pour réaliser ces marques.

Dans un premier temps, une résine électronique positive précédée d'un promoteur d'adhérence est enduite sur le substrat par centrifugation. Une étape d'écriture électronique (1^{er} niveau) est réalisée, suivie du développement de la résine. Les motifs définis sont ensuite transférés dans le substrat de silicium par gravure ionique réactive (RIE). Le plasma utilisé pour cette étape est composé d'hexafluorure de soufre (SF₆), de dioxygène (O₂), et de diazote (N₂). La durée de la gravure est fixée par la détection de fin d'attaque de la résine électronique (interférométrie laser à 657 nm). Par précaution un nettoyage de l'échantillon par plasma oxygène (O₂) est réalisé, afin de s'assurer de l'élimination complète des résidus de résine. À ce stade du procédé des trous de 8 µm de côté et 1,15 µm de profondeur sont définis dans le substrat (cf. Figure IV-2 d).

Une couche de SiO₂ de 3500 Å d'épaisseur est déposée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD⁵) à 300°C. Ce matériau servira ultérieurement de masque pour la gravure des piédestaux de silicium. Une résine électronique négative (SAL601) est enduite par centrifugation, suivie de son écriture directe. Les paramètres d'exposition sont ajustés, de sorte à s'assurer d'une définition et d'une résolution suffisantes des motifs circulaires. Ces derniers serviront de matrice pour le masque d'oxyde. Ces disques sont définis après développement de la résine exposée (cf. Figure IV-2 g). Ils sont ensuite transférés dans la couche d'oxyde, par gravure RIE dans une ambiance fluorée à base de trifluorométhane (CHF₃) et de tétrafluorométhane (CF₄). Les résidus de résine électronique sont alors retirés par voie sèche dans le même bâti, à l'aide d'un plasma à base d'oxygène (cf. Figure IV-2 i). L'échantillon sorti de la chambre est immergé dans un mélange pirhaña (50% d'acide sulfurique concentré H₂SO₄, 50% de peroxyde d'hydrogène H₂O₂) fraîchement préparé. Ce mélange, très corrosif et réactif, élimine les impuretés organiques adsorbées sur l'échantillon. La durée de cette étape est fixée par la fin de la réaction exothermique, soit typiquement 30 à 45 min. Il s'agit en effet de s'assurer de l'élimination complète des polymères à la surface de l'échantillon, susceptibles de polluer et altérer les étapes de gravure sèche suivantes. Cette précaution est d'autant plus nécessaire que la résine électronique négative SAL601 semble se recombinaison avec des composés fluorés formés durant la gravure RIE de l'oxyde (CHF₃/CF₄). Cette recombinaison altère la composition de la résine et peut rendre inefficace sa gravure dans un simple plasma O₂.

Les étapes suivantes visent à protéger les motifs d'alignement électronique des traitements nécessaires à l'obtention des pointes de silicium (voir Figure IV-3). Pour ce faire, on dépose tout d'abord une couche de nitrure enrichi en silicium Si_xN_y (faiblement contraint), par LPCVD⁶. Le rapport des débits de gaz relatifs à ce dépôt est ajusté de sorte à réduire le niveau de contrainte résiduelle dans la couche [French 97] : dans le cas présent SiH₂Cl₂ / NH₃ = 2 / 1. Cette couche masquera les motifs d'alignement électronique. Compte tenu des sélectivités d'attaque liées aux étapes de gravure à venir, l'épaisseur à déposer est paramétrée afin de conserver une couche résiduelle de nitrure. Après un dépôt de résine optique négative (AZ5214), suivi d'une étape de photolithographie correspondant au deuxième niveau de masque, on définit les plots qui vont couvrir les trous d'alignement électronique par gravure RIE du Si_xN_y. Les résidus de résine AZ5214 sont ensuite retirés dans le même bâti par un plasma O₂. À ce stade du procédé de fabrication, les motifs d'alignement électronique sont

⁵ PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

⁶ LPCVD : Low Pressure Chemical Vapor Deposition

recouverts d'une couche de nitrure, et nous avons défini les disques d'oxyde qui serviront de masque pour la fabrication des pointes de silicium.

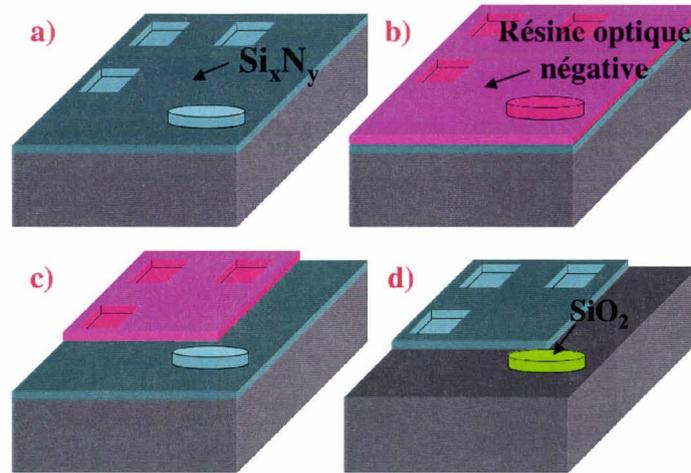
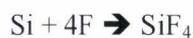


Figure IV-3: Enchaînement des étapes technologiques relatives à la protection des marques d'alignement électronique.

L'échantillon est de nouveau placé dans l'enceinte du bâti RIE. On procède à la gravure sèche du silicium masqué localement par les plots circulaires d'oxyde, afin de définir les structures en piédestal. Cette gravure est réalisée à l'aide d'un plasma composé d'hexafluorure de soufre (SF_6), et d'oxygène (O_2). L'adjonction de diazote (N_2) ou de CHF_3 aux gaz précités a également été testée. Préalablement, une étude qualitative a permis d'ajuster le débit des gaz, la puissance, et la pression au sein de la chambre, de sorte à contrôler les flancs de la gravure, et s'assurer dans le même temps d'une sélectivité suffisante entre le silicium et le masque d'oxyde. Le système de détection de fin d'attaque basé sur le principe d'interférométrie nous renseigne dans le même temps sur la progression de l'érosion du chapeau d'oxyde. La durée de cette gravure est fixée par la calibration préalable de la vitesse de gravure verticale et latérale du silicium propres aux paramètres et à la composition du plasma employé. Une série de tests a donc été mise en œuvre afin d'analyser le rôle de chaque gaz, de la pression et de la puissance dans le mécanisme de gravure du silicium. Pour ce faire, je me suis reporté aux nombreux travaux relatifs à la gravure RIE du silicium [Benton, Gottscho 92, Campo 95, Jansen 96a, b, Jackson 96, Burtsev 98] et ceux traitant plus spécifiquement des mécanismes chimiques mis en jeu dans le cas d'un mélange à base de $\text{SF}_6/\text{O}_2/\text{CHF}_3$ [Legtenberg 95, Hsiao 98]. Il est intéressant d'en rappeler ici les grandes lignes.

⇒ **Plasma $\text{SF}_6/\text{O}_2/\text{CHF}_3$**

Dans un plasma de type $\text{SF}_6/\text{O}_2/\text{CHF}_3$, chaque gaz revêt une fonction spécifique et a une incidence dans les caractéristiques de la gravure. Ainsi, le profil de gravure peut être contrôlé en changeant simplement le débit de chacun de ces gaz. Dans un tel plasma, le SF_6 va produire des radicaux fluorés F^* qui vont réagir chimiquement avec les atomes de silicium pour former le composé volatile SiF_4 . On peut écrire cette réaction chimique de la manière suivante :



Il apparaît donc qu'une augmentation du débit de SF₆ entraîne un accroissement des radicaux fluorés, et donc une élévation de la vitesse de gravure chimique du silicium.

L'oxygène quant à lui, donne naissance à des radicaux O*, lesquels vont réagir avec le silicium et les radicaux fluorés pour former une couche de passivation SiO_xF_y à la surface du silicium. Cette couche joue le rôle de couche de protection à l'encontre de l'attaque chimique du silicium par les radicaux F*.

Enfin, les ions CF_x⁺ et SF_x⁺ issus respectivement du CHF₃ et du SF₆, accélérés vers la surface du substrat vont entrer en compétition avec les radicaux O*. En effet, leur bombardement vertical entrave la formation de la couche de passivation au fond des tranchées de gravure en formant des composés volatils CO_xF_y et SO_xF_y, tout en laissant intacts les flancs de gravure qui restent « inhibés ».

À partir de cette description du mécanisme de gravure, il est possible d'établir une combinaison de paramètres pour laquelle l'aspect du silicium est noir en surface à l'issue de la gravure. La surface est en fait constellée de micro-aiguilles, résultant du micro-masquage de la surface par les particules et l'oxyde natif présents éventuellement avant la gravure, mais aussi par les redépôts de matériau (issus du masque ou de l'enceinte de la chambre RIE) durant la gravure. Plusieurs auteurs ont observé ce régime particulier, traduisant par ailleurs une gravure fortement anisotrope [Twente web]. Ils proposent une méthode qui permet de contrôler parfaitement le profil des flancs de gravure en ajustant les paramètres du plasma autour de ceux permettant l'obtention du « *silicium noir* » [Jansen 95a, b, c, d, 96c].

En se conformant à cette méthode, la première démarche entreprise en vue de l'obtention des pointes, a consisté à déterminer l'apparition du régime de « *silicium noir* » pour chacun des réacteurs (bâti RIE Oxford Plasmalab 80 Plus et bâti RIE/ICP Système Oracle Trion Technology) utilisés au cours de la thèse. Les paramètres obtenus et les résultats de chaque gravure sont illustrés sur les photos MEB de la Figure IV-4.

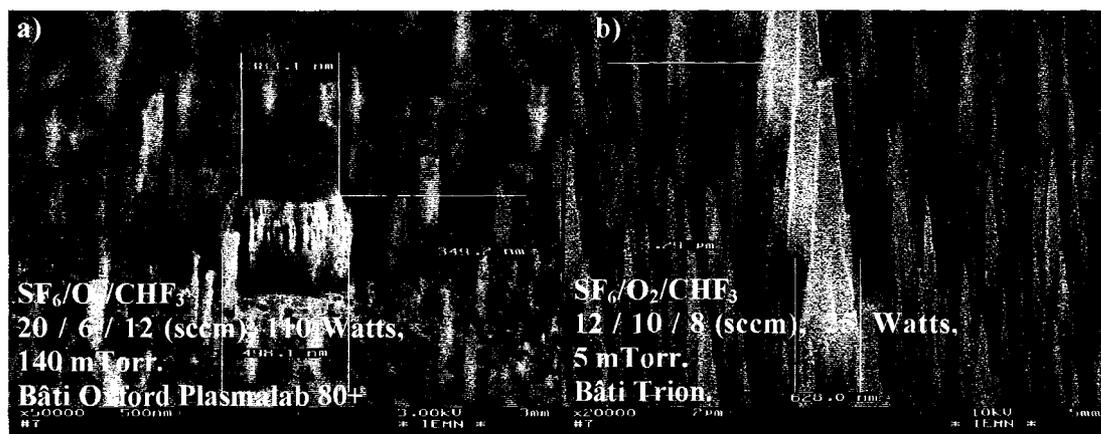


Figure IV-4: Photos MEB accompagnées des paramètres du plasma RIE, illustrant le régime de « *silicium noir* » pour le bâti Oxford Plasmalab 80 Plus (a) et le bâti Trion (b).

Une fois le régime de « *silicium noir* » établi pour les deux bâtis, les paramètres du plasma furent ajustés afin d'obtenir un profil de gravure isotrope. Nous avons consigné dans le tableau suivant, des valeurs de vitesse d'attaque du silicium associées aux images MEB des piédestaux obtenus après gravure RIE, pour différents paramètres de plasma, et bâtis de

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

gravure. D'autre part, pour certains tests, la rugosité moyenne de la surface a été mesurée à l'issue de la gravure. Il en ressort que l'ajout dans certaines proportions de CHF_3 ou de N_2 au mélange SF_6/O_2 réduit de façon notable les aspérités de surface. Cette observation est en accord avec les études menées par d'autres équipes de recherche [Madou +02].

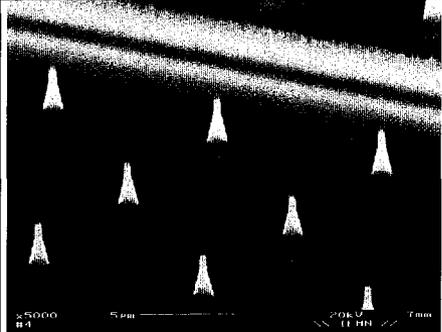
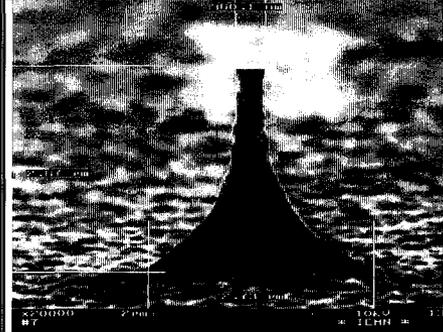
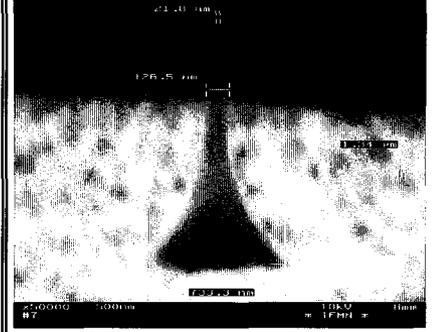
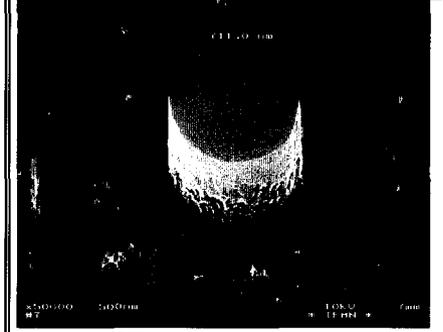
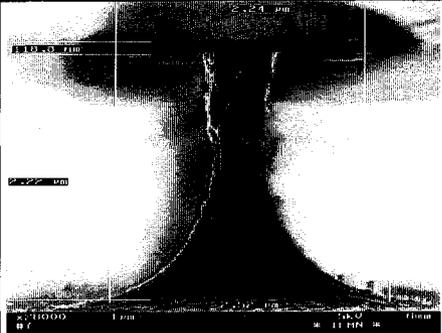
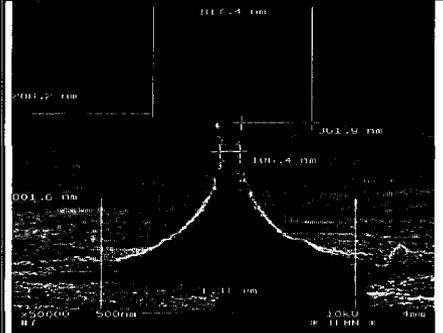
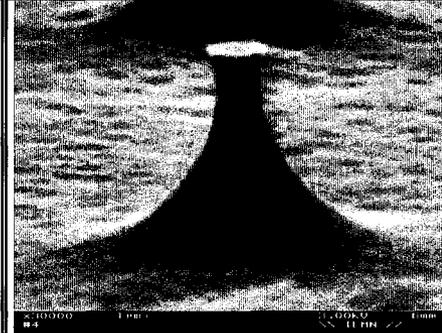
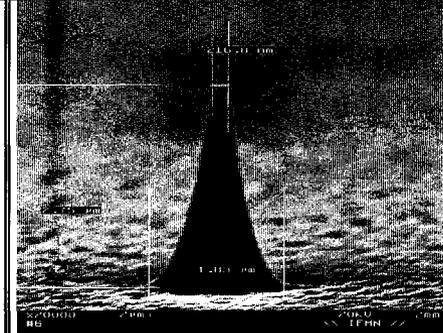
			
<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆ / 14 sccm - O₂ / 8 sccm Puissance : 60 Watts ; Pression : 20 mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 64 - C₂ / 71 Tension d'autopolarisation : 252 V Gravure latérale : 37 nm / min. Gravure verticale : 155 nm / min.</p>	<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm - O₂ / 10 sccm Puissance : 55 Watts ; Pression : 25 mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 52 - C₂ / 94 Tension d'autopolarisation : 157 V Gravure latérale : 200 à 220 nm / min. Gravure verticale : 425 à 445 nm / min. Rugosité moyenne : 15 nm</p>	<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm - O₂ / 10 sccm Puissance : 28 Watts ; Pression : 5 mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 69 - C₂ / 82 Tension d'autopolarisation : 145 V Gravure latérale : 18 nm / min. Gravure verticale : 67.5 nm / min. Rugosité moyenne : 10 nm</p>	<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆/12 sccm - O₂/10 sccm- CHF₃/8 sccm Puissance : 35 Watts ; Pression : 5 mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 52 - C₂ / 95 Tension d'autopolarisation : 160 V Gravure latérale : <1 nm / min. Gravure verticale : 30 nm / min. Régime : Silicium noir (micro masquage)</p>
			
<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆ / 20 sccm - O₂ / 6 sccm- CHF₃ / 17 sccm Puissance : 110 Watts ; Pression : 140 mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 50 - C₂ / 94 Tension d'autopolarisation : 150 V Gravure latérale : 175 nm / min. Gravure verticale : 445 nm / min.</p>	<p>Bâti : Système Oracle Trion Technology Gaz : SF₆ / 20 sccm - O₂ / 6 sccm- CHF₃ / 17 sccm Puissance : 110 Watts ; Pression : 140 mTorr Accord impédance manuel. Gravure latérale : 105 à 120 nm / min. Gravure verticale : 230 à 267 nm / min. Rugosité moyenne : 4.5 nm</p>	<p>Bâti : Système Oracle Trion Technology Gaz : SF₆ / 20 sccm - O₂ / 6 sccm- CHF₃ / 17 sccm Puissance : 110 Watts ; Pression : 140 mTorr Accord impédance manuel. Gravure latérale : 155 à 185 nm / min. Gravure verticale : 360 nm / min. Rugosité moyenne : 2.3 nm</p>	<p>Bâti : Oxford Plasmalab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 - O₂ / 10 - N₂ / 10 Puissance : 55 Watts ; Pression : 25mTorr Accord impédance manuel: C₁ / 66 - C₂ / 71 Gravure latérale : 55 nm / min. Gravure verticale : 175 à 185 nm / min. Rugosité moyenne : <2 nm</p>

Tableau IV-1: Comparaison des paramètres et profils de gravure pour différents plasma et bâtis RIE.

On s'appuie sur les calibrations de vitesse d'attaque données dans le tableau ci-dessus pour contrôler l'évolution de la gravure RIE du silicium, mais aussi en déterminant régulièrement (étape divisée en tranches de 5 minutes) au microscope optique la présence ou non du chapeau d'oxyde. Après cette étape, l'échantillon subit de nouveau un nettoyage au pirhaña destiné à graver les polymères qui ont pu se former pendant la gravure RIE du silicium. Un rinçage abondant à la pissette d'eau Dé-Ionisée (eau DI) est appliqué sur l'échantillon, suivi d'une immersion dans un bain à bulles azoté. La plaquette est séchée par centrifugation puis de nouveau plongée dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée (BE 7 :1). Il s'agit de graver les résidus de SiO₂ PECVD ayant servi de masque pendant la gravure RIE du silicium.

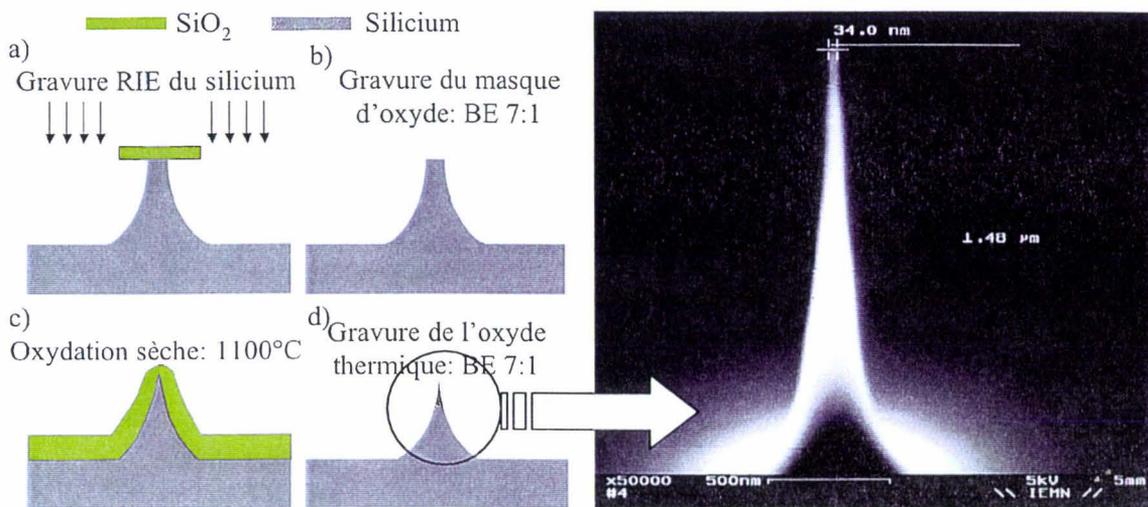


Figure IV-5: Schéma descriptif du procédé de fabrication des points de silicium et photographie MEB d'un exemple de pointe obtenue à l'issue de cette séquence d'étapes (rayon de courbure au sommet de l'ordre de 15 nm et demi-angle d'ouverture de 5°).

On réalise ensuite une oxydation en ambiance sèche à 1100 °C, suivie d'une gravure de l'oxyde ainsi formé dans une solution de BE 7 :1. Ce cycle oxydation - gravure chimique de l'oxyde thermique est répété jusqu'à l'obtention de pointes de silicium suffisamment effilées à l'apex [Mcgruer 91, Huang 93, Huq 95, & 98, Liu 93, & 94, Boswell 96, Shi 96]. En effet, du fait des contraintes mécaniques associées au processus d'oxydation et du rayon de courbure local de la surface, la croissance d'oxyde est ralentie à mesure que l'on se rapproche du sommet des piédestaux. Ce phénomène est détaillé dans le 2^{ième} chapitre du manuscrit. Le temps du dernier procédé d'oxydation est ajusté de sorte à recueillir le profil et les dimensions désirées des pointes ainsi formées. En effet, leur géométrie doit répondre aux spécifications imposées par la fréquence de fonctionnement visée du filtre. Le paramétrage du temps d'oxydation est déterminé à partir du modèle qui fait l'objet du 2^{ième} chapitre.

L'étape suivante consiste à dégager de nouveau les motifs d'alignement électronique (carrés de 8 µm de côté), puisque leurs parois ne seront pas altérées par les étapes suivantes. Une photolithographie est mise en œuvre, en utilisant de nouveau le masque optique ayant servi à la protection des motifs (cf. Figure IV-3). Dans ce cas, une résine optique positive (S1818) est déposée, insolée, et développée. La couche de nitrure est ensuite gravée par RIE (CHF₃/CF₄), ainsi que les résidus de résine (O₂).

L'ensemble de la plaquette est recouvert d'une fine couche métallique qui servira à polariser la pointe vibrante. Pour ce faire, on dépose 15 nm d'or par pulvérisation cathodique RF. Cette méthode de dépôt est préférée au dépôt par évaporation. En effet, cette dernière technique réduirait la probabilité de recouvrement des pointes en raison de sa plus grande directivité (donc moins conforme). On dépose, ensuite 50 à 60 nm de chrome. Pour les mêmes raisons que celles qui viennent d'être évoquées, cette étape s'effectue par pulvérisation cathodique. Ce matériau sera gravé chimiquement en fin de procédé et fait office de matériau sacrificiel.

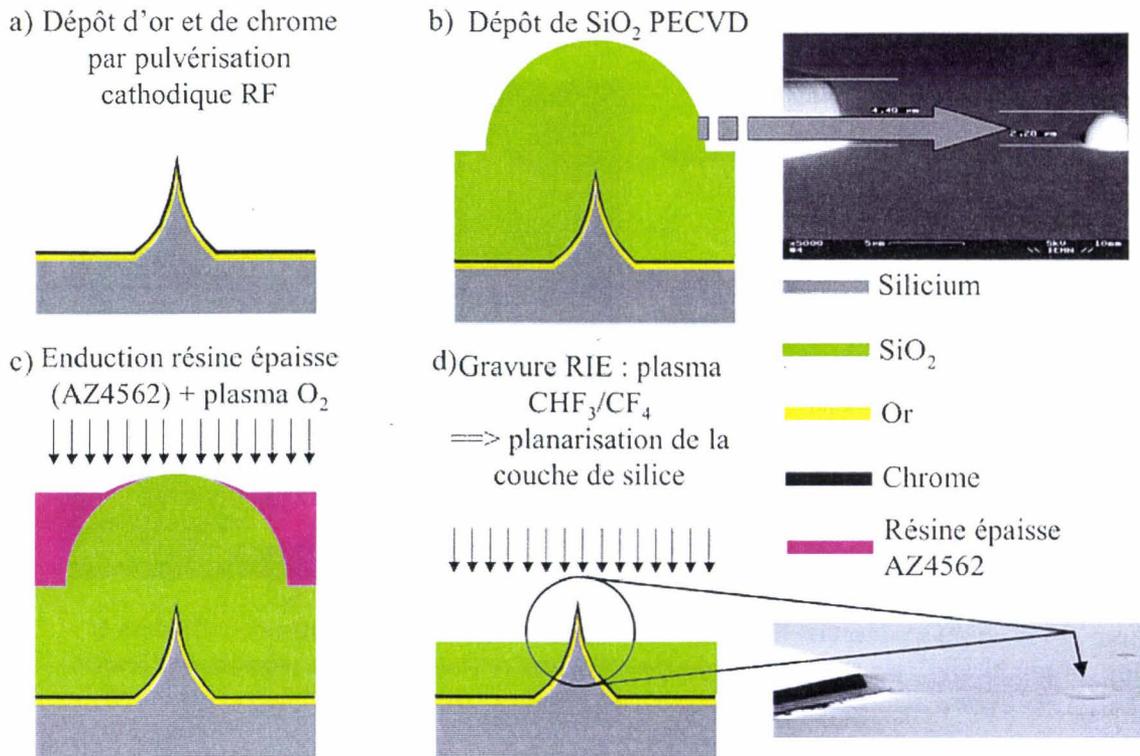


Figure IV-6: Descriptif du procédé jusqu'à l'étape de planarisation de la silice.

À présent, il faut encapsuler la base des pointes à l'aide d'un matériau qui doit posséder, d'une part, une constante diélectrique relative suffisamment faible pour assurer l'isolation de la couche de polarisation DC des électrodes d'excitation et de détection, et d'autre part, une tension de claquage importante. Le choix s'est porté sur l'oxyde de silicium déposé par voie PECVD, compte tenu des critères qui viennent d'être évoqués ($\epsilon_{rSiO_2} = 4,9$ et champ de claquage = $6 \cdot 10^6$ V/cm [Sze 88]), et de sa température de dépôt compatible avec le budget thermique imposé par la couche d'or. L'épaisseur déposée est légèrement supérieure à la hauteur des pointes. Le dépôt PECVD n'est pas tout à fait conforme, si bien que l'on obtient des demi-sphères de silice à l'emplacement des pointes (cf. photos MEB de la Figure IV-7). On peut ajouter que le rayon de ces demi-sphères correspond à l'épaisseur de SiO_2 déposée.

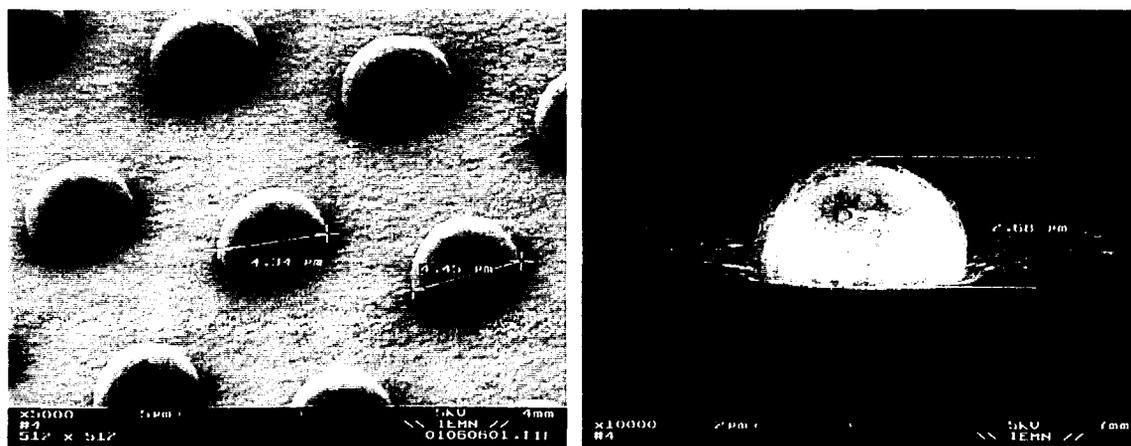


Figure IV-7: Photos MEB illustrant la formation de demi-sphères de SiO₂ après l'étape de dépôt PECVD (rayon de 2,7 μm).

L'étape suivante a pour but d'éroder les demi-sphères de sorte à recueillir localement une couche de silice parfaitement plane. Cette étape repose sur une technique fréquemment employée dans l'industrie des circuits intégrés et constitue une alternative au polissage par CMP⁷ [Sze 88]. Cette technique consiste à planariser les hauteurs de marche résultant de l'empilement de plusieurs couches au-dessus de structures, pour accroître le nombre de niveaux d'interconnexions [Chang 96, Veendrick 98]: il s'agit de la planarisation par "etch-back" [Adams 81, Shenai 93 & 92]. Pour cela, on dépose par centrifugation une épaisseur de résine (dans le cas présent il s'agit de l'AZ4562) supérieure à la hauteur de marche que l'on cherche à réduire, et de laisser fluer la résine avant d'opérer le recuit sur plaque. Un plasma O₂ est ensuite réalisé afin de graver partiellement la résine jusqu'à dégager le sommet de la couche de SiO₂ à éroder. Cette couche est alors gravée dans un plasma RIE dont les paramètres sont ajustés afin d'équilibrer la vitesse d'attaque de la résine avec celle du SiO₂. La gravure est prolongée jusqu'à ce que l'apex de la pointe soit libéré, et ce jusqu'à la hauteur désirée (imposée par la valeur de la fréquence centrale du filtre).

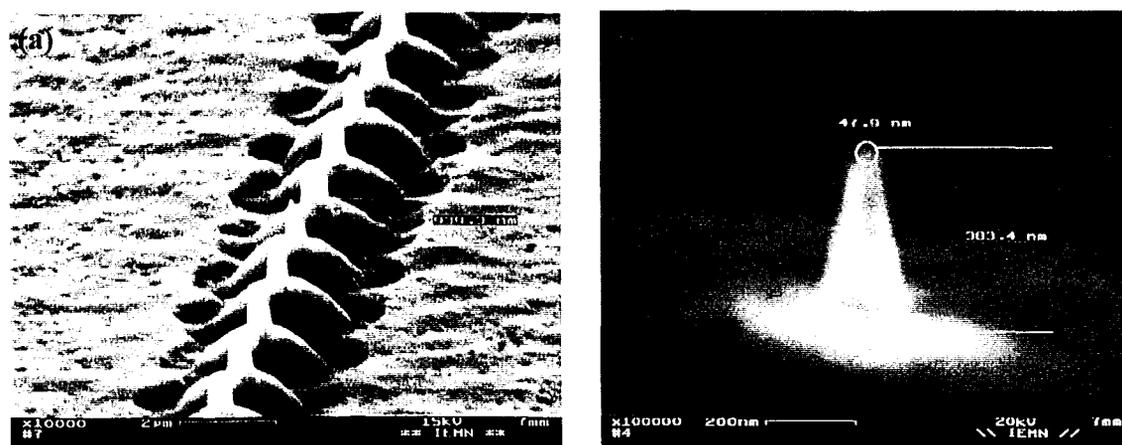


Figure IV-8: Photographies MEB de l'apex de pointes encapsulées à la base par une couche épaisse de silice. (a) Rangée de pointes correspondant à un dispositif employant plusieurs résonateurs en parallèle, ayant en commun les électrodes de transduction. (b) Pointe résonante unique.

⁷ CMP : Chemical Mechanical Polishing.

Dans le cas de la Figure IV-8 (a), le dessin de masque des électrodes latérales comprend des ramifications convergeant vers chacune des pointes (formant une rangée). Le but de cette conception est de mettre en parallèle les résonateurs de sorte à sommer les courants motionnels émanant de chaque structure résonante, et de les recueillir en sortie du dispositif. Cette configuration permettrait également d'analyser l'incidence de la dispersion géométrique due à l'enchaînement des étapes technologiques, et créant une différence de caractéristiques géométriques entre des résonateurs de conception identique, situés les uns à côté des autres à la surface de la tranche de silicium. En conséquence, on peut s'attendre à ce que la réponse spectrale d'un tel filtre, ne présente non pas un seul mais plusieurs pics (dont le nombre équivaut à celui des pointes employées) de transmission espacés les uns des autres.

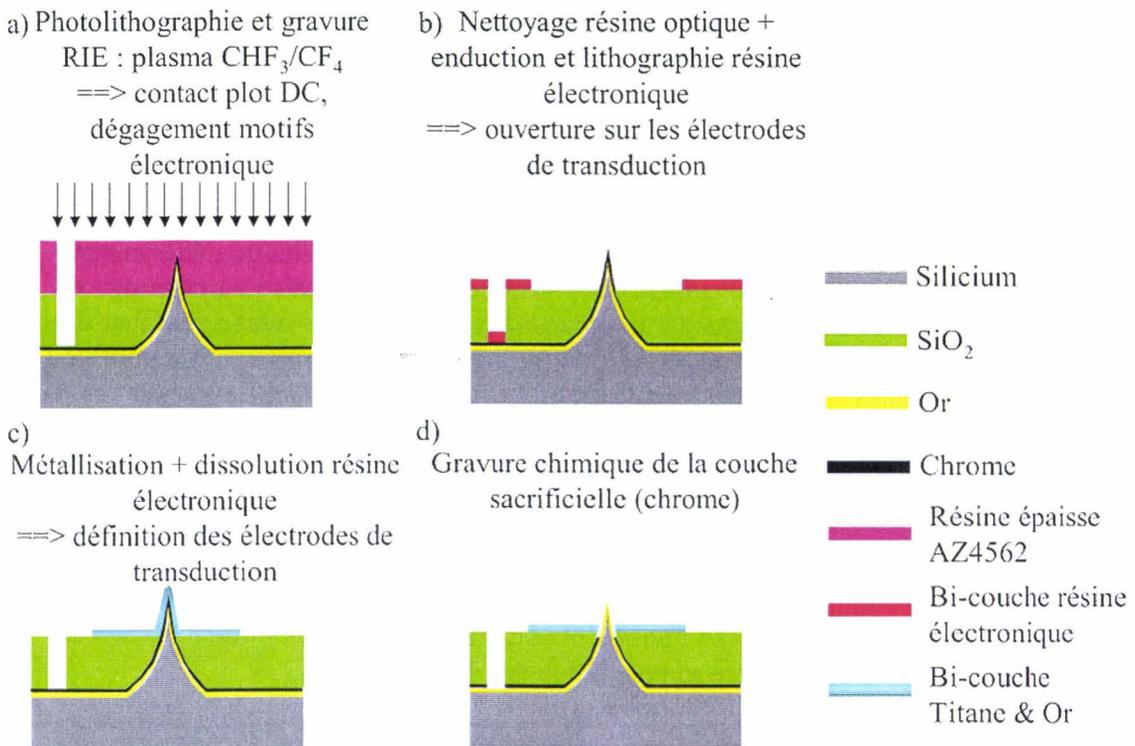


Figure IV-9: Enchaînement des étapes technologiques nécessaires à la définition des électrodes (plot de contact DC, et électrodes de transduction latérales).

Une fois la hauteur de dégagement de l'apex ajustée, on réalise de nouveau une enduction de résine optique épaisse (AZ4562). Cette étape est suivie d'une photolithographie rassemblant le premier masque optique (protection des motifs d'alignement électronique) et un second masque optique. La silice est ensuite gravée en RIE (CHF_3/CF_4), et la détection de fin d'attaque se fait sur la couche de chrome. On définit ainsi des ouvertures dans le diélectrique afin de dégager la zone où sont concentrés les motifs d'alignement électronique et d'aménager un plot de contact pour appliquer ultérieurement le signal de polarisation DC. Finalement les résidus de résine sont gravés à l'aide d'un plasma oxygène (O_2).

L'enchaînement des prochaines étapes concerne l'alignement et la définition des électrodes latérales par rapport au sommet de la pointe (résonateur). Ceci est réalisé au moyen d'une lithographie électronique, suivie d'un procédé de « lift-off ». On opère dans un premier temps une enduction d'un bi-couche électronique constitué des résines copo EL 13 %, et PMMA 3 %. Cette dernière va déterminer le profil « casquette » pour l'opération de lift-off.

L'étape d'écriture électronique est ensuite réalisée. La principale difficulté réside dans l'opération de réaligement par rapport aux marques électroniques qui ont été dégagées préalablement. Après la révélation des motifs, on dépose par évaporation une couche métallique d'or (200 nm) précédée d'une fine couche en titane (50 nm), matériau qui favorise l'adhérence. Un procédé de lift-off finalise la réalisation des électrodes : dissolution de la résine électronique dans un bain d'acétone, assistée par des ultrasons. L'étape finale consiste à graver chimiquement le matériau sacrificiel (chrome), afin de dégager, d'une part, l'accès à la couche d'or recouvrant la pointe (plot de contact DC), et libérer, d'autre part, le sommet de la pointe (définition du gap séparant le résonateur des électrodes latérales). Une solution chimique commerciale à base d'ammonium-cérium (IV), de nitrate et d'acide perchlorique est utilisée pour réaliser cette étape. La vitesse de gravure initiale du chrome (déposé dans les mêmes conditions) dans cette solution est de l'ordre de 500 Å / min. Une dilution dans 5 volumes équivalents d'eau DI a permis de réduire cette vitesse à 80 Å / min environ, permettant un contrôle plus précis de l'attaque (observations régulières au MEB après un rinçage à l'eau dé-ionisée et à l'isopropanol, suivi d'un séchage à proximité d'une plaque chauffante portée à 100°C). Ainsi, la gravure est contrôlée en temps de sorte à ajuster la hauteur sur laquelle doit être dégagé l'apex de la pointe.

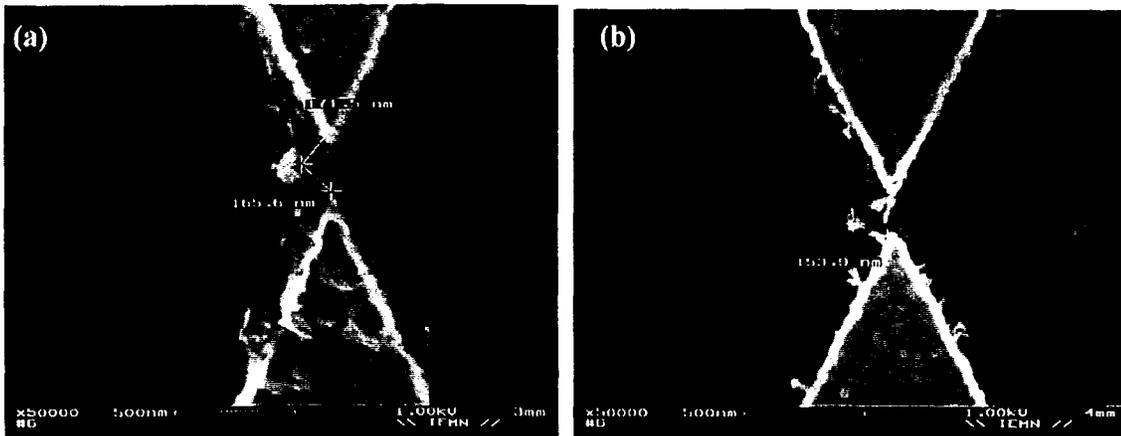


Figure IV-10: Photographies MEB. Vue de dessus d'un dispositif employant une pointe vibrante (a) après l'étape de lift-off des électrodes et (b) après la gravure du chrome (1 heure).

La dernière étape de réaligement électronique a échoué, malgré les dispositions prises, dans le cadre de ce travail, quant à la protection des marques d'alignement électronique. On constate sur les photos MEB de la Figure IV-10, que l'axe des électrodes est décalé par rapport à la position de l'apex des pointes. On attribue cet échec au recouvrement des trous d'alignement par la couche d'or (15 nm) et de chrome (60 nm) pendant la dernière étape d'écriture électronique. En effet, ces épaisseurs sont suffisantes pour altérer à cette échelle le profil des flancs des trous. Ce frein technologique met en lumière la difficulté des procédés de fabrication tributaires d'une étape de réaligement réalisée à l'aide d'une écriture électronique.

Pour remédier à ce problème, il aurait fallu mettre en œuvre une étape de photolithographie intermédiaire (niveau de masque dédié à la protection des marques d'alignement électronique) avant la dernière étape d'écriture électronique, puis opérer une gravure chimique du bi-couche chrome / or recouvrant localement les trous. Un nouveau

« run » technologique intégrant cette étape, est en cours pour permettre une caractérisation ultérieure sur ce type de dispositif.

Remarque : L'ensemble du procédé est détaillé de façon exhaustive dans l'annexe A du manuscrit.

IV.2 Filtre à base de lame vibrante :

IV.2.1 Présentation du dispositif

Le second dispositif réalisé au cours de la thèse est constitué d'une lame encastrée à sa base comme élément résonant. Le matériau constitutif de la lame est composé du silicium monocristallin, recouvert d'une fine couche de tungstène. Les électrodes d'excitation et de détection sont disposées de part et d'autre du résonateur. Une couche de silice est utilisée pour isoler la couche de tungstène des électrodes latérales, et fait office en même temps de matériau sacrificiel. Tout comme dans le dispositif à base de nanopointe vibrante, seule la partie supérieure de la lame est libérée et joue le rôle de résonateur. Sa partie inférieure est encapsulée dans la couche de diélectrique (SiO_2). Le principe de fonctionnement du dispositif est basé sur une excitation du résonateur par couplage électrostatique, et une détection des vibrations par couplage capacitif. Les oscillations du résonateur ont lieu dans le plan des électrodes.

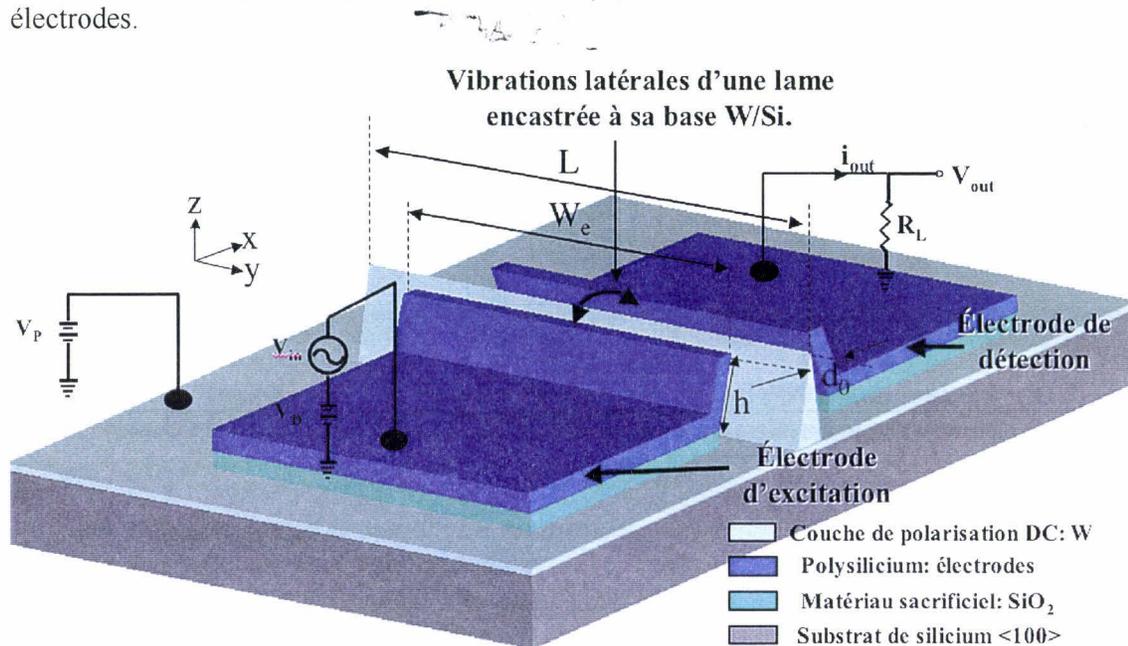


Figure IV-11: Schéma du dispositif de filtrage nano - électromécanique RF employant l'apex d'une lame de silicium (recouverte d'une couche de tungstène) comme partie vibrante.

IV.2.2 Procédé de fabrication

a) Enchaînement et fonctionnalité des niveaux de masques

Ce procédé ne requiert que deux niveaux de masquage. Le premier niveau correspond à une étape d'écriture électronique directe permettant la définition du masque utilisé pour la

gravure des lames. Contrairement au procédé de fabrication relatif au dispositif précédent, aucune étape de réaligement en écriture électronique n'est nécessaire pour le positionnement des électrodes latérales par rapport au résonateur (2nd niveau de masque). En effet, celles-ci sont définies à l'aide d'une photolithographie classique. On s'affranchit de l'inconvénient lié au réaligement électronique, nécessitant des marques d'alignement intactes pour garantir le succès de cette étape.

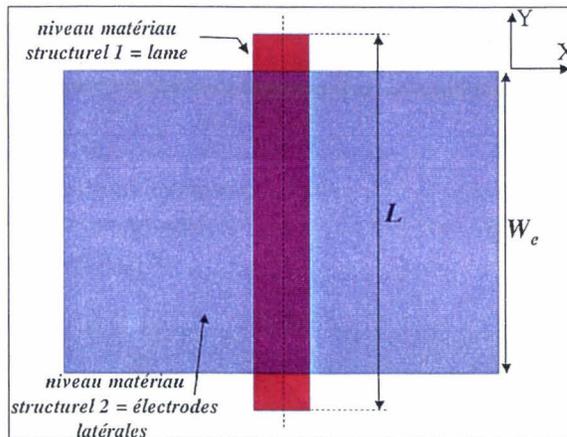


Figure IV-12: Illustration de la superposition du 2nd masque (en bleu) par rapport au premier niveau (en rouge).

Étant donné que la longueur L des lames n'intervient pas dans les calculs de leurs modes de vibration en flexion (cf. paragraphe III.1.2b), on choisit celle-ci suffisamment grande devant la précision d'alignement ($\delta_{alig} = 0,5 \mu\text{m}$) de l'aligneur (Suss MicroTec MA6). Trois dimensions sont ainsi proposées sur le dessin de masque : $L = 10, 20, \text{ ou } 30 \mu\text{m}$. Pour chaque dimensionnement des lames, on ajuste la largeur des électrodes W_e , de sorte à s'assurer d'une latitude suffisante pour aligner les électrodes latérales en Y . Pour ce faire, on définit un critère qui va régir la conception du 2nd niveau de masque : $L - W_e > 4\delta_{alig}$. En conclusion, le masque correspondant au matériau structurel 2 est auto-aligné en X , et l'est quasiment en Y (voir Figure IV-12). Bien entendu, un décalage en Y par rapport au premier niveau a une incidence sur le mode excité du résonateur ; pour quantifier l'erreur introduite, une analyse harmonique devrait être menée afin d'évaluer le comportement du résonateur en fonction de la position latérale de l'électrode d'excitation.

La séparation des électrodes est réalisée après une étape de planarisation d'une résine épaisse qui va permettre de dégager le second matériau structurel au niveau de l'apex des lames. Enfin le contact pour appliquer le signal de polarisation DC est directement reporté sur la couche de tungstène recouvrant le résonateur, et mise à nue grâce au masque utilisé pour la définition des électrodes latérales.

b) **Présentation du procédé de fabrication**

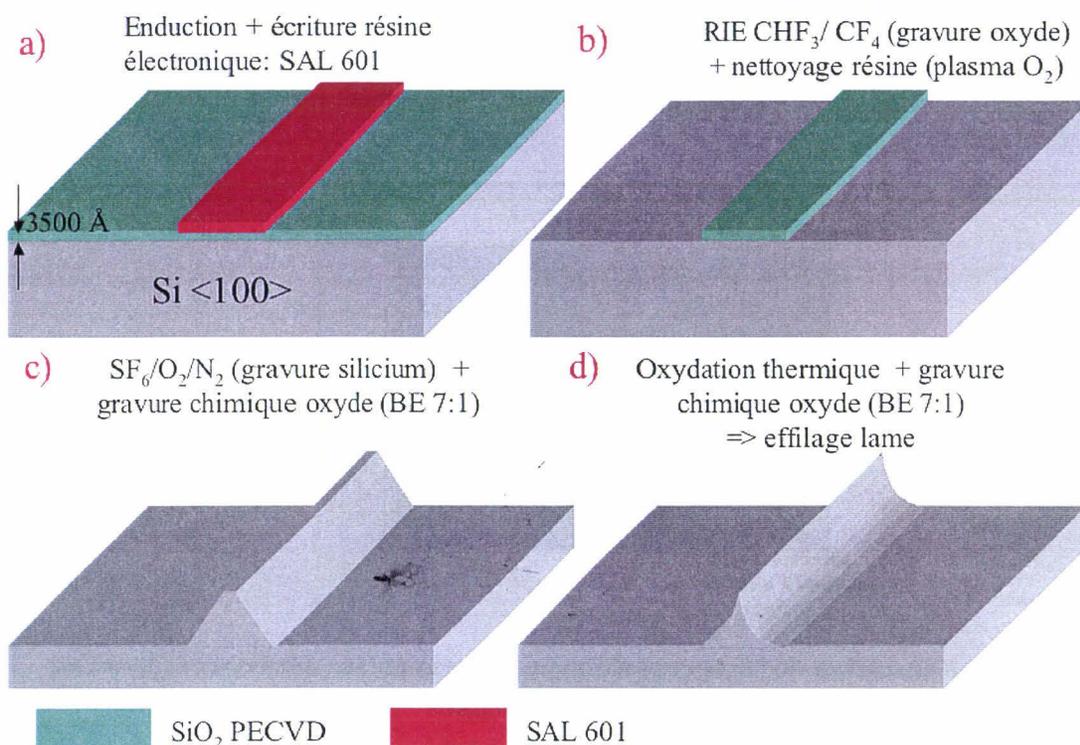


Figure IV-13: Schéma illustrant les étapes relatives à la fabrication des lames en silicium.

Le procédé de fabrication débute à partir d'un substrat de silicium orienté (100), dopé de type n , avec une résistivité de 5 à 10 Ω .cm. Dans un premier temps, on dépose à sa surface, 3500 à 7000 Å d'une couche de SiO_2 par voie PECVD qui va faire office de masque lors de la gravure ultérieure du silicium. L'épaisseur à déposer est ajustée en fonction de la hauteur désirée des lames. Ensuite, une résine électronique négative précédée d'un promoteur d'adhérence sont enduits sur le substrat par centrifugation. Une étape d'écriture électronique (1^{er} niveau) est réalisée, suivie du développement de la résine. Les paramètres de lithographie électronique sont ajustés de sorte à assurer une résolution suffisante des motifs rectangulaires qui serviront de matrice pour définir le masque d'oxyde (Figure IV-13 a). Selon l'emplacement des dispositifs sur le masque, les largeurs des motifs sont comprises entre 0,2 et 3 μm , tandis que leur longueur peut prendre trois valeurs possibles : 10, 20 et 30 μm .

Les motifs définis dans la résine sont ensuite transférés dans la couche de silice par gravure RIE dans une ambiance fluorée (CHF_3/CF_4). Il s'ensuit un nettoyage des résidus de résine électronique dans un plasma O_2 , et par précaution dans un bain pirhaña (Figure IV-13 b). On opère la gravure isotrope du silicium. Cette étape est réalisée en RIE dans un plasma à base de SF_6 , O_2 , et diazote (N_2). De nouveau les paramètres du plasma ont été optimisés de sorte à contrôler le rapport d'aspect des structures (largeur de sous-gravure / profondeur de gravure).

À ce stade du procédé, on obtient des murets de section trapézoïdale, surmontés d'un ruban d'oxyde. L'échantillon est plongé dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée (BE 7 : 1) pour graver le masque d'oxyde (cf. Figure IV-14 a). On réalise alors des cycles

d'oxydation (1100°C, en ambiance sèche) et désoxydation successives dans le but d'effiler les murets (cf. Figure IV-14 b). Au final, une géométrie identique à celle des lames est obtenue, du fait des contraintes mécaniques associées au mécanisme d'oxydation, dont on rappelle que la cinétique est ralentie pour des surfaces convexes (sommet des structures).

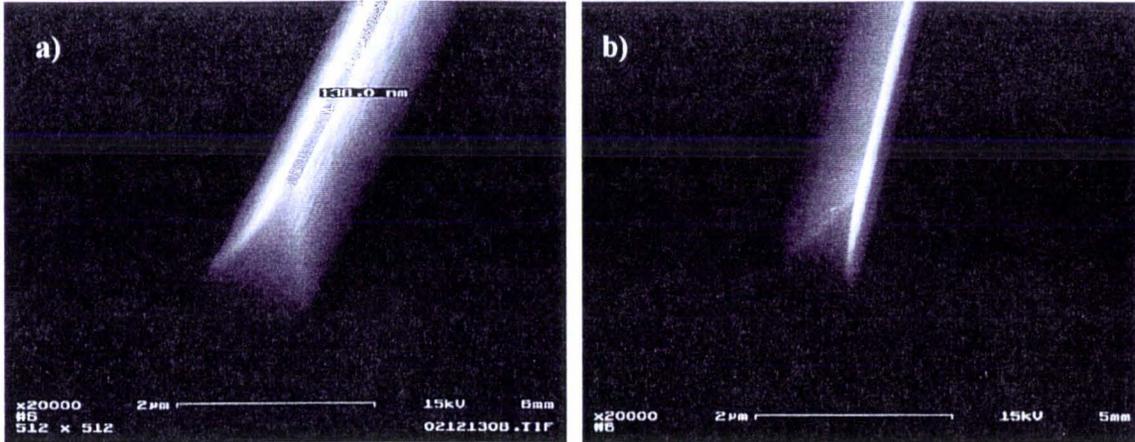
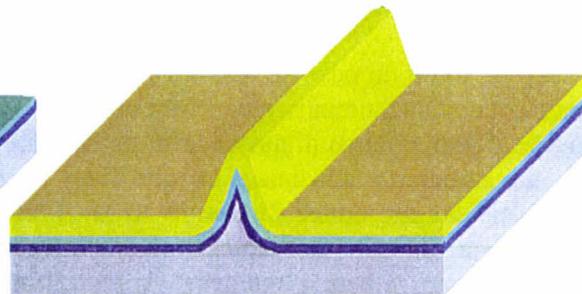
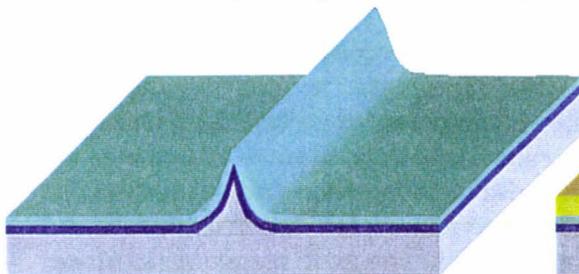


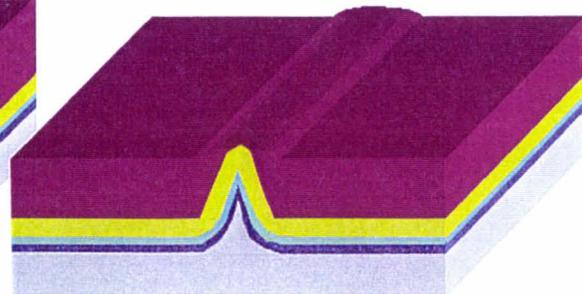
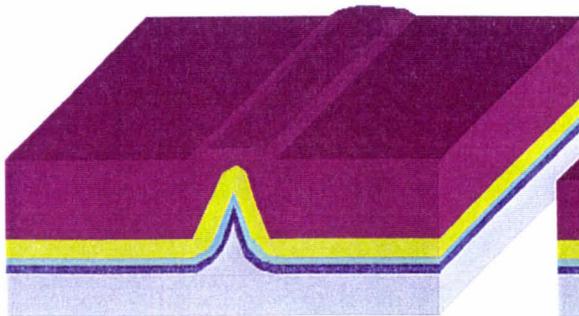
Figure IV-14: Photos MEB d'une lame de 1,2 μm de largeur. a) avant oxydation ; b) après oxydation à 1100°C pendant 2h30 min (180 nm d'épaisseur) et désoxydation (BE 7 : 1).

a) Dépôt tungstène par pulvérisation cathodique (35 nm). Dépôt SiO_2 PECVD (50 nm) b) Dépôt polysilicium dopé *in situ* (300 nm)



c) Enduction résine AZ4562 + fluage
=> réduction hauteur de marche

d) RIE plasma O_2 : ouverture de la zone de recouvrement de marche



SiO₂ PECVD tungstène polysilicium AZ4562

Figure IV-15: Enchaînement des étapes technologiques du procédé de fabrication, jusqu'au dégagement de la couche de matériau structural 2.

On réalise un dépôt « pleine plaque » d'une fine couche de tungstène (35 nm) par pulvérisation cathodique RF. On privilégie cette technique de dépôt plutôt qu'une évaporation, du fait d'une meilleure conformité. Le choix du matériau s'est porté sur le tungstène (température de fusion de 3410°C [Sze 88]) en raison de sa compatibilité avec le budget thermique qui doit être mobilisé lors des étapes les plus hautes en température du procédé (dépôt de la couche structurelle des électrodes) lesquelles s'opèrent à 700°C. On effectue un dépôt de 30 nm d'épaisseur d'un oxyde de silicium par voie PECVD. Cette couche sert à isoler les électrodes latérales de la couche de tungstène d'une part, et son épaisseur correspond directement à la largeur de l'entrefer d'autre part. Il s'agit en effet d'un matériau sacrificiel, qui sera gravé de manière sélective par rapports aux autres matériaux en fin de procédé de fabrication.

Le matériau suivant correspond au second niveau structurel relatif aux électrodes de transduction latérales. De fait, il doit comporter une concentration minimale en porteurs libres participant directement au mécanisme de transduction. À cet effet, on réalise un dépôt conforme par LPCVD de polysilicium dopé *in situ*, de 300 nm d'épaisseur. La qualité structurelle de ce niveau n'étant pas critique, cette technique de dopage permet un bon compromis entre une conductivité électrique élevée, et un budget thermique minimal (700°C pendant 1 heure). Il s'agit en effet de s'assurer de la stabilité en température de la couche de tungstène. Une solution alternative consiste à déposer un polysilicium non dopé à 500°C, suivi d'une couche de phosphosilicate glass (PSG) riche en phosphore (à 410°C). Grâce à un recuit thermique réalisé à 1000°C pendant 1 heure, les atomes de phosphore exodiffusent et viennent se placer directement en site substitutionnel. Cette seconde technique permet certes d'accroître la qualité structurelle de la couche, mais implique un budget thermique plus conséquent, sans pour autant gagner en conductivité.

Après avoir déposé le second matériau structurel, on recouvre l'ensemble de la plaquette d'une couche épaisse de résine optique (AZ4562), déposée par centrifugation. Les paramètres d'enduction sont ajustés afin de recueillir une épaisseur de résine supérieure à la hauteur des structures. On laisse ensuite fluer la résine de sorte à réduire les hauteurs de marche au niveau des lames (Figure IV-15 a). L'étape suivante consiste à ne dégager que la partie supérieure du relief des lames, tout en protégeant leur partie inférieure. Pour ce faire, on effectue un plasma à base d'oxygène. Après calibration de la vitesse d'attaque de la résine AZ4562 dans ce plasma, la gravure est stoppée pour exposer le polysilicium uniquement à l'apex des lames (Figure IV-15 d).

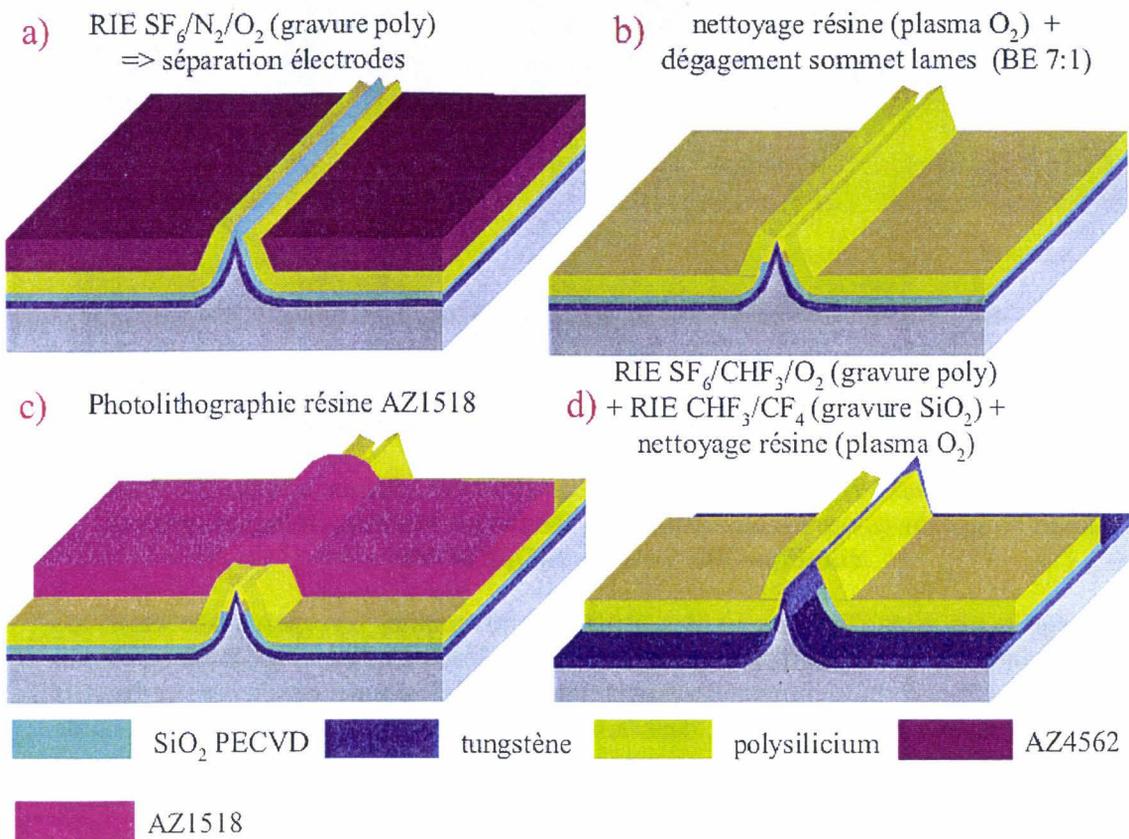


Figure IV-16: Dernières étapes technologiques du procédé de fabrication : séparation et structuration des électrodes de transduction + libération de l'entrefer.

La séparation du polysilicium à l'apex des lames est achevée par une gravure isotrope à l'aide d'un plasma employant la combinaison des gaz $\text{SF}_6/\text{N}_2/\text{O}_2$, pour enlever le matériau structurel 2 au sommet des lames. La fin d'attaque est déterminée en fonction de la surface désirée des plans capacitifs (hauteur d'élévation des électrodes → Figure IV-16 a). À l'issue de cette étape, le matériau sacrificiel (SiO_2 PECVD) est mis à nu localement (*i.e.* à l'apex des lames ; voir Figure IV-17 a).

Après un nettoyage des résidus de résine épaisse AZ4562 dans un plasma O_2 (suivi d'un bain pirhaña si nécessaire), on libère le sommet des lames en gravant chimiquement le matériau sacrificiel. La plaquette est ensuite immergée dans une solution de BE 7 :1. Cette étape est contrôlée en temps de façon à contrôler la hauteur de libération des lames (déterminant leur fréquence de résonance dans le même temps) et à minimiser la sous-gravure de l'oxyde en dessous des futures électrodes latérales (Figure IV-16 b et Figure IV-17 b). L'échantillon est sorti régulièrement de la solution de BE 7 :1, et rincé successivement à l'eau DI et l'isopropanol. Ensuite, il est séché à proximité (5 mm) d'une plaque chauffante portée à 100°C , en vue de contrôler l'avancement de la gravure : on observe la progression de l'auréole en dessous du polysilicium (extension de la zone d'attaque du SiO_2). Il est à noter que compte tenu de la rigidité des structures le recours à une méthode de séchage au CO_2 super-critique pour éviter le phénomène de stiction (collage du résonateur sur l'une des électrodes latérales) n'a guère été nécessaire.

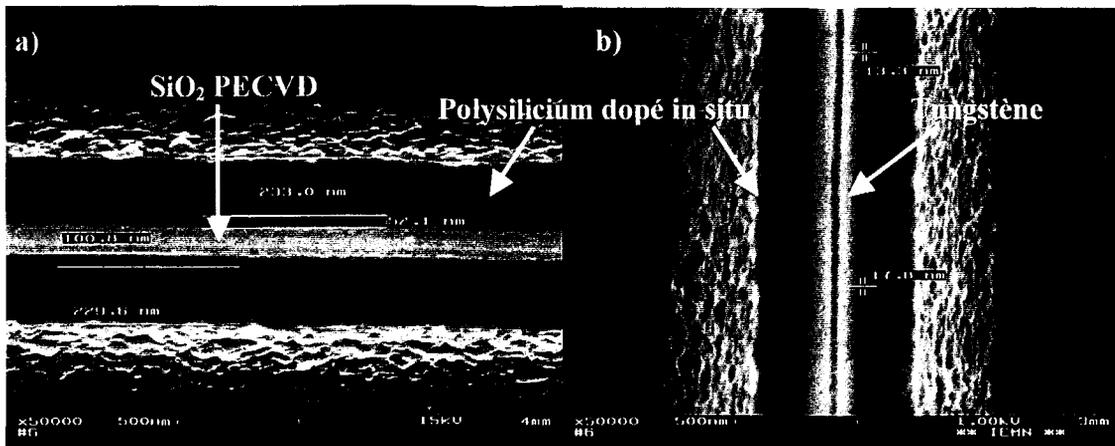


Figure IV-17: Photos MEB (vue de dessus) d'une lame en silicium recouverte d'une couche de tungstène (a) après séparation des électrodes latérales, (b) après gravure chimique (BE 7 : 1) du SiO₂ PECVD.

Après avoir ajusté la hauteur des structures résonantes, on opère une étape de photolithographie afin de définir le masque délimitant les électrodes latérales. Dans ce but, on utilise la résine AZ1518, qui permet de recouvrir totalement le sommet des lames. Les motifs sont ensuite transférés successivement dans la couche de polysilicium et de SiO₂ à l'aide d'une gravure RIE. Cette étape est auto-alignée sur le premier niveau comme il a été évoqué précédemment. Le procédé de fabrication se termine avec le nettoyage des résidus de résine optique AZ1518 dans le même bâti de gravure à l'aide d'un plasma O₂.

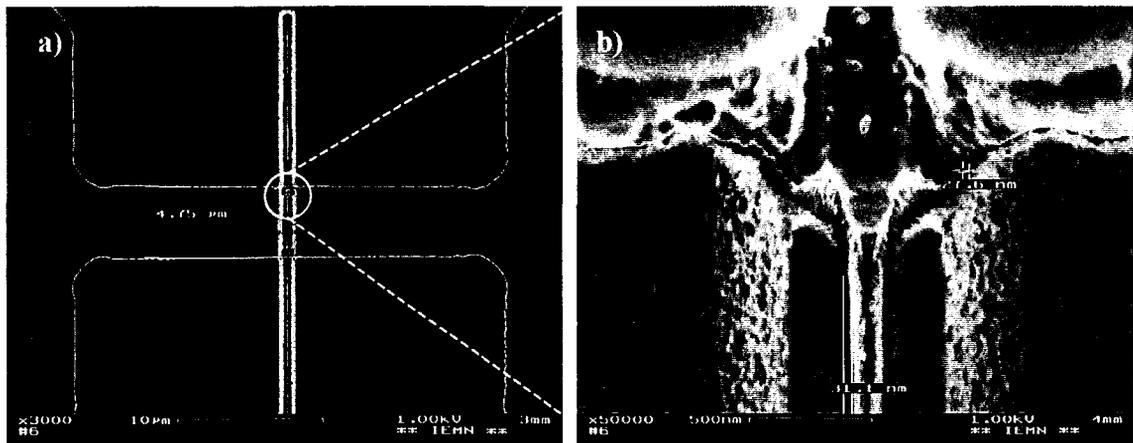


Figure IV-18: Photos MEB (vue de dessus): (a) vue d'ensemble du dispositif électrodes latérales-résonateur à l'issue du procédé de fabrication, (b) zoom sur l'une des deux extrémités de la lame.

Remarque : L'ensemble du procédé est de nouveau détaillé de façon exhaustive dans l'annexe B du manuscrit.

V Caractérisation

V.1 Matériel et protocole de mesure :

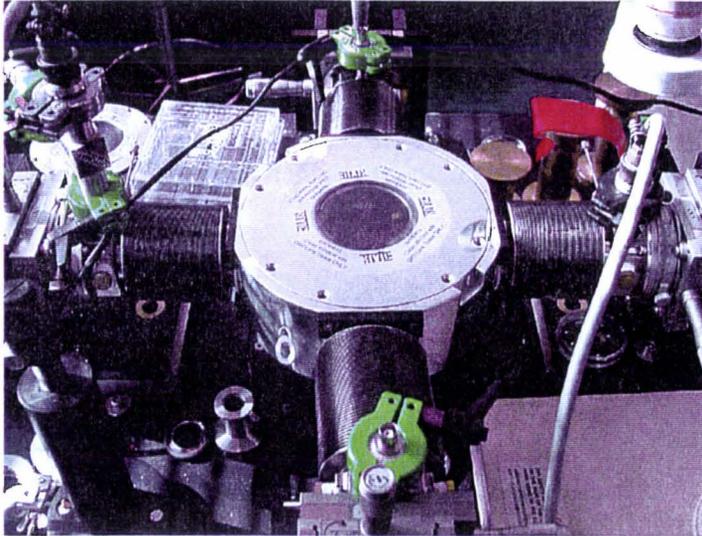


Figure V-1: Photographie de l'enceinte de test sous vide des dispositifs : bras manipulateurs pour les accès coplanaires à droite et à gauche, et bras manipulateurs pour la polarisation continue devant et derrière.

Les dispositifs ont été caractérisés dans un bâti dédié à des mesures en basse température (20 K) sur des composants électroniques. L'enceinte de ce bâti est régulée en pression, de sorte que des niveaux de vide allant jusqu'à 10^{-6} Torr soient accessibles grâce à l'utilisation d'une pompe turbo-moléculaire. D'autre part, le bâti dispose d'accès coplanaires permettant la caractérisation RF des composants micro-ondes. L'utilisation de pointes coplanaires plutôt que des pointes tungstène classiques, réduit considérablement le couplage parasite généré par les pointes (capacité directe $C_{Cpointes}$ entre la pointe d'excitation à l'entrée et la pointe de mesure à la sortie du filtre) du fait d'un meilleur blindage électromagnétique. À titre indicatif, la capacité parasite $C_{Cpointes}$ introduite par des pointes tungstène est de 3,3 pF, contre 25 fF pour les pointes coplanaires utilisées dans cette étude. Dans le cas des pointes en tungstène, compte tenu de la valeur de $C_{Cpointes}$, et supposant une valeur de résistance motionnelle R_m de l'ordre de 50 k Ω , on ne peut espérer mesurer une résonance aussi faible que 1 dB au-delà de 1 MHz (le courant de couplage devenant supérieur au courant motionnel). Enfin, le dernier avantage inhérent aux pointes coplanaires réside dans le fait qu'elles n'amènent aucune résonance parasite et que leur spectre est monotone jusqu'à plusieurs GHz, contrairement à des pointes coaxiales.

Il a été établi dans le paragraphe III.4, que l'une des contributions majeures en matière de mécanismes dissipatifs émanait des échanges d'énergie avec l'air ambiant. Ces pertes sont décrites par trois modèles distincts, dont le domaine de validité est relié à une gamme de pression environnante. Ainsi, il est indispensable de travailler dans un niveau de vide poussé, pour s'affranchir du régime visqueux, et moléculaire, et entrer dans le régime intrinsèque. Lors d'un travail de thèse [Galayko +02 b)], il a été établi pour des résonateurs de type poutre

bi-encastée (Longueur = 80 μm et largeur = 1,8 μm , résonant à $f_0 = 2,3$ MHz) une saturation de leur coefficient de qualité à partir de 10^{-2} Torr. Cette mesure fut corroborée par celle obtenue sur une structure de résonateur en forme de peigne-interdigité résonant à 100 kHz (palier autour de 10^{-1} - 10^{-2} Torr) [Legrand +02]. Ces valeurs sont cohérentes avec les observations de Blom et co-auteurs [Blom 92]. Cette transition caractérise le début du régime intrinsèque. C'est-à-dire que pour toute pression inférieure à 10^{-2} Torr, l'amortissement de l'air ambiant est négligeable devant les autres sources de dissipation énergétique (pertes thermoélastiques, pertes par radiation acoustique dans les ancrages...) caractérisant les pertes par mécanismes intrinsèques. Pour le bâti de caractérisation utilisé ici et les dispositifs à tester, il est très vraisemblable que le régime intrinsèque apparaisse à partir de la même gamme de pression. Néanmoins aucune mesure n'a pu être réalisée pour déterminer précisément cette zone de transition. Dans tous les cas, le niveau de vide dans l'enceinte du bâti avoisine le μTorr , si bien que l'élimination de l'amortissement lié au frottement de l'air est garantie.

Analyseur de réseau HP 8753ES

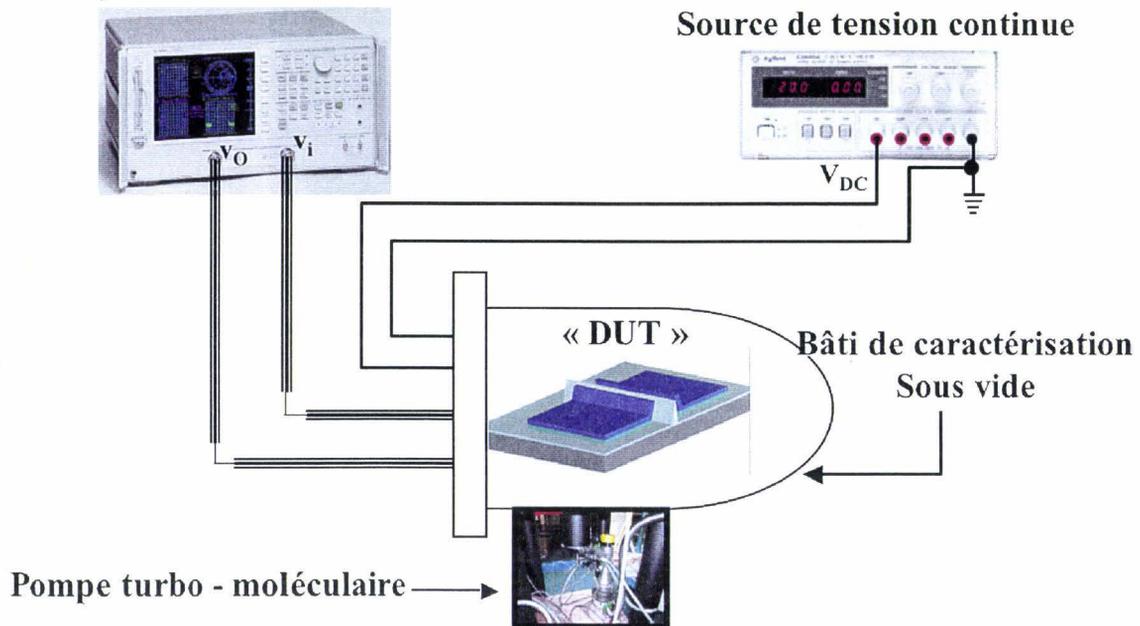


Figure V-2: Schéma du montage expérimental employé pour la caractérisation des dispositifs : mesure directe de la transmission (paramètre S_{21}). Les pointes utilisées pour l'excitation et la détection du signal (entrée et sortie de l'analyseur de réseau) sont des pointes coplanaires.

La méthode de caractérisation utilisée, consiste à polariser la partie mobile (contact sur la couche de tungstène recouvrant les lames) à l'aide d'une source de tension continue V_{DC} , et à mesurer directement la réponse en transmission du filtre en fonction de la fréquence, à l'aide d'un analyseur de réseau Hewlett Packard 8753ES (30 KHz à 6 GHz). L'inconvénient de cette méthode est la faible impédance d'entrée présentée par l'analyseur (50Ω) comparée à la résistance motionnelle du résonateur (de l'ordre de la dizaine à la centaine de $k\Omega$). Le schéma du montage expérimental est représenté sur la Figure V-2. N'y sont pas représentées les masses coplanaires situées de part et d'autre de chaque électrode latérale (excitation ou détection) au niveau du dispositif.

Une calibration vectorielle préalable de la chaîne de mesure est mise en œuvre systématiquement avant l'introduction d'un nouvel échantillon à tester dans le bâti. Il s'agit de s'affranchir des capacités parasites amenées par l'analyseur de réseau, les pointes coplanaires, et câbles coaxiaux, dans la détection du courant motionnel. Cette précaution est d'autant plus importante que l'amplitude du courant motionnel diminue à mesure que la fréquence centrale du filtre augmente. La procédure de calibration consiste à déterminer grâce à des étalons de calibration, les 4 paramètres S de la réponse obtenue en court-circuit, circuit ouvert, adaptée en charge 50Ω , et en transmission (protocole « full-2-port » SOLT = Short Open Load Thru) sans connecter le « DUT » (Device Under Test). Cette mesure est réalisée et est valable pour une certaine largeur de spectre, un nombre de points, un temps de balayage, et une puissance délivrée donnés. En conséquence, il faut répéter l'opération pour chaque variation commise sur l'un de ces paramètres. En particulier, on réalise une calibration sur plusieurs gammes de fréquence de 50 et 100 MHz de largeur. Une fois ces kits de calibration mémorisés, ils sont utilisés ensuite comme plans de référence dans un algorithme de correction d'erreur, qui va soustraire au signal mesuré en présence du DUT, les contributions liées aux capacités parasites amenées par la chaîne de mesure. Le signal résultant de cette correction s'affiche à l'écran de l'analyseur et correspond directement à la mesure du « DUT ». Étant donné que l'on mesure uniquement la réponse en transmission du filtre, on se limitera au paramètre S_{21} lors de l'étape de calibration : 3 mesures par calibration.

V.2 Présentation des résonateurs testés :

V.2.1 Dimensions des résonateurs :

L'échec du réaligement électronique en fin du procédé de fabrication des filtres employant une pointe vibrante a rendu impossible la caractérisation électrique de ce type de dispositif. Par conséquent, les résultats de caractérisation présentés dans cette partie sont concentrés uniquement sur les structures employant une lame vibrante.

Bien que le dessin de masque correspondant à ce dispositif ait été conçu de sorte à couvrir plusieurs dimensions (longueur et largeur) de résonateurs sur une même tranche, un seul type de lame, correspondant à une largeur donnée, a été exploité pour la série de mesures. L'origine de cette limitation émane principalement de l'enchaînement des étapes de gravure RIE du silicium et d'oxydation thermique nécessaires dans la fabrication des lames. En effet, ces étapes créent une dispersion sur les hauteurs des lames de conception différente (largeur et longueur des motifs de masquage différentes). Plusieurs phénomènes intrinsèques à ces étapes sont à l'origine de cette inhomogénéité : la sous-gravure lors de l'étape de RIE induit une érosion latérale complète ou partielle du silicium selon la largeur du motif de masquage ; le profil de gravure dépend de la largeur des motifs de masquage [Gottscho 92] ; la cinétique d'oxydation au sommet des lames structurées en RIE dépend de leur rayon de courbure à l'apex [Kao 87]. La poursuite du procédé de fabrication et notamment l'étape de séparation des électrodes (cf. paragraphe IV.2.2) est conditionnée par la hauteur des structures les plus effilées. En effet, la connaissance de cette hauteur va permettre d'ajuster le temps de gravure de la résine épaisse servant de couche de planarisation, de sorte à dégager l'apex des lames les plus effilées. En conséquence, lors de l'étape suivante de séparation des électrodes, le sommet des lames de hauteur supérieure est érodé et détérioré, tandis que pour les hauteurs inférieures, les lames restent encapsulées dans le polysilicium.

Le tableau suivant résume les paramètres géométriques des lames testées ainsi que les grandeurs mécaniques utilisées pour la détermination des fréquences de résonance associées.

Deux types de structures ont été testées, référencées sous l'abréviation $Lame_1$ et $Lame_2$. Chacune d'entre elles est caractérisée par une longueur L et une largeur d'électrodes W_e distinctes : $L_1 = 20 \mu\text{m}$, et $W_{e1} = 15 \mu\text{m}$, $L_2 = 30 \mu\text{m}$, et $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$.

Module de Young E (équivalent)	170 GPa
Masse volumique ρ	2330 kg.m^{-3}
Longueur $Lame L$	$L_1 = 20 \mu\text{m}$; $L_2 = 30 \mu\text{m}$
Largeur électrodes W_e	$W_{e1} = 15 \mu\text{m}$; $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$
Demi-angle d'ouverture β	17°
Largeur à la base a .	$0,73 \mu\text{m}$
Fréquence fondamentale f_0	$f_0 = 1,063 \text{ GHz (modèle) \& } f_0 = 1,041 \text{ GHz (Ansys)}$

Tableau V-1: Caractéristiques physiques des résonateurs testés (lames vibrantes) :
résonateur 1 $\rightarrow L_1 = 20 \mu\text{m}$, $W_{e1} = 15 \mu\text{m}$; résonateur 2 $\rightarrow L_2 = 30 \mu\text{m}$, $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$.

V.2.2 Hypothèses sur le coefficient de qualité :

Le coefficient de qualité est considéré généralement comme un paramètre empirique, car difficilement prévisible. Aussi en donne-t-on, la plupart du temps, un ordre de grandeur avant d'effectuer la détermination des paramètres $R_m L_m C_m$ décrivant le comportement motionnel des résonateurs. Dans le cas présent, compte tenu des conditions environnementales à la mesure, et des modèles décrits dans le paragraphe III.4 nous allons établir une approximation du coefficient de qualité attendu pour les résonateurs testés.

Étant donné la pression inférieure à 10^{-5} Torr dans l'enceinte du bâti de caractérisation lors des mesures, on peut négliger l'incidence des pertes par frottement liées à la présence de l'air (friction de l'air). La dissipation de l'énergie de vibration du résonateur provient principalement des pertes par couplage mécanique à travers le substrat et des pertes par mécanismes intrinsèques. Il s'avère qu'autour de la fréquence de travail de 1,05 GHz, compte tenu du temps de relaxation τ_{th} des phonons qui est de 8,31 ps dans le cas du silicium à 300 K, la dissipation thermoélastique apportera la plus grande contribution dans les pertes par mécanismes intrinsèques.

a) **Couplage mécanique : Q_{rad}**

Dans le cadre de cette thèse, le calcul permettant de prévoir les pertes amenées par les ancrages sur les structures fabriquées n'a pu être mené. Cependant, pour illustrer l'influence non négligeable de ces pertes, on peut établir une valeur de Q_{rad} correspondant à une poutre cantilever prismatique de longueur et de largeur (dans la direction des vibrations) identiques respectivement à la hauteur h et à la demi-base $a/2$ des lames testées ici : $Q_{rad} = \frac{8.h^3}{0,23.a^3} \approx 254$.

Cette valeur sous-estime le coefficient de qualité réel attendu pour des structures de rigidité flexionnelle non-constante. En effet, on s'attend à ce que le rendement défini par le rapport énergie vibratoire / énergie fournie par l'excitation électrostatique soit supérieur dans le cas des lames [McLachlan 51], se traduisant en un coefficient de qualité plus élevé. Une étude expérimentale est nécessaire afin de mettre en place un modèle empirique traduisant la dépendance du coefficient Q_{rad} à l'égard de la géométrie des lames. À défaut d'avoir établi ce modèle, on fera l'hypothèse préalable que le coefficient de qualité Q_{rad} des lames peut-être

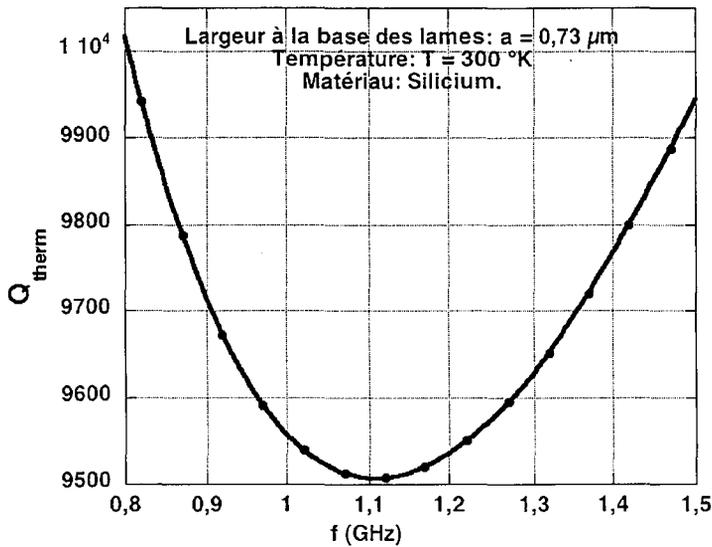
jusqu'à dix fois supérieur à celui qui vient d'être établi. Par conséquent, on considère un encadrement de Q_{rad} , lequel pourra être compris entre 250 et 2500.

b) Dissipation thermoélastique: Q_{therm}

Pour déterminer la valeur Q_{therm} , on suppose à nouveau que l'épaisseur équivalente de la lame dans la direction des vibrations, correspond à la moitié de sa largeur à l'encastrement : $t_{vib} = a/2$. Les grandeurs thermodynamiques nécessaires à cette évaluation sont consignées dans le tableau suivant pour une température de 300°K, et supposant que le matériau constitutif des lames est constitué uniquement de silicium.

Coefficient de dilatation thermique α_{Si}	$\alpha_{Si} = 2,616 \cdot 10^{-6} \cdot K^{-1}$ [Madou +02]
Capacité calorifique massique C_{pSi}	$C_{pSi} = 712 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [Grigoriev 97]
Conductibilité thermique λ_{Si}	$\lambda_{Si} = 156 \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [Madou +02]

Tableau V-2: Propriétés thermodynamiques du silicium à 300 °K



Équation V-1: Tracé de Q_{therm} en fonction de la fréquence de vibration de l'onde élastique.

Autour de 1,05 GHz, ordre de grandeur de la fréquence fondamentale des lames testées, on obtient un coefficient de qualité Q_{therm} lié aux dissipations thermoélastiques de 9520.

En conclusion, en sommant les contributions des deux pertes qui viennent d'être exposées, on détermine une estimation du coefficient de qualité global attendu. Selon la valeur des pertes associées aux dissipations par radiation acoustique dans les ancrages, on trouve que Q est compris entre 250 et 2000. Dans un premier temps, on se placera dans le cas le plus favorable où le coefficient de qualité global est de l'ordre de 2000. Puis, on ajustera ce dernier, ainsi que la résistance motionnelle qui en découle, en fonction des résultats de caractérisation.

V.2.3 Estimation de la tension d'effondrement (pull-in) et détermination des paramètres motionnels des résonateurs :

Il est indispensable de déterminer la tension d'effondrement ou de « pull-in » afin d'évaluer la tension de polarisation continue V_{DC} maximale que l'on puisse appliquer sur les structures. Cette limite nous permettra de quantifier la résistance motionnelle minimale pour chaque configuration testée.

En première approximation, on considère que la raideur statique $k_{statique}$ des lames correspond à celle d'une poutre encastree-libre de section rectangulaire uniforme, sollicitée en son extrémité libre par une force transverse ponctuelle. L'épaisseur de la poutre dans la direction transversale correspond à la demi-largeur $a/2$ à l'encastrement des lames, tandis que sa largeur et sa longueur sont identiques respectivement à la longueur L et à la hauteur h des lames. Dans ce cas, on obtient [Senturia +01]:

$$k_{statique} = \frac{EL}{32} \left(\frac{a}{h}\right)^3, \text{ donc } V_{PI} = \sqrt{\frac{8ELd_0^2 \tan^3(\beta)}{108C_{is}}}. \quad \text{Équation V-2}$$

Le tableau ci-dessous donne les capacités statiques et les estimations de la tension de pull-in en fonction de la largeur d_0 de l'entrefer et pour chaque configuration testée. Il nous renseigne également sur la masse et la raideur équivalente de chaque structure pour le premier mode de résonance en flexion (1,063 GHz selon le modèle analytique et 1,041 GHz selon l'analyse modale donnée par ANSYSTM).

	Lame ₁ ($L_1 = 20 \mu\text{m}$, $W_{e1} = 15 \mu\text{m}$)	Lame ₂ ($L_2 = 30 \mu\text{m}$, $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$)
Masse équivalente m_r pour le premier mode.	$m_r = 0,65135 \times 10^{-14}$ kg	$m_r = 1,4472 \times 10^{-14}$ kg
Raideur équivalente k_r pour le premier mode.	$k_r = 27,887 \times 10^4$ N.m ⁻¹	$k_r = 61,962 \times 10^4$ N.m ⁻¹ pour
Facteur de qualité Q	2000	2000
Capacité statique $C_{is} = C_{Os}$ et tension d'effondrement V_{PI} pour $d_0 = 15$ nm	11,103 fF et 12,08 V	18,505 fF et 11,46 V
Capacité statique $C_{is} = C_{Os}$ et tension d'effondrement V_{PI} pour $d_0 = 30$ nm	5,5515 fF et 34,16 V	9,2525 fF et 32,4 V

Tableau V-3: Données nécessaires à l'évaluation des paramètres $R_m L_m C_m$ des résonateurs.

En fonction des données consignées dans le Tableau V-3, on peut calculer les valeurs de chaque paramètre motionnel modélisant les résonateurs. Le faisceau de courbes de la Figure V-3 illustre la dépendance de la résistance motionnelle R_m à l'égard du niveau de tension V_{DC} appliqué pour les deux géométries testées et supposant un facteur de qualité de 2000. Pour les deux structures, on prend garde à ce que cette tension soit inférieure à la tension de « pull-in » V_{PI} qui a été calculée.

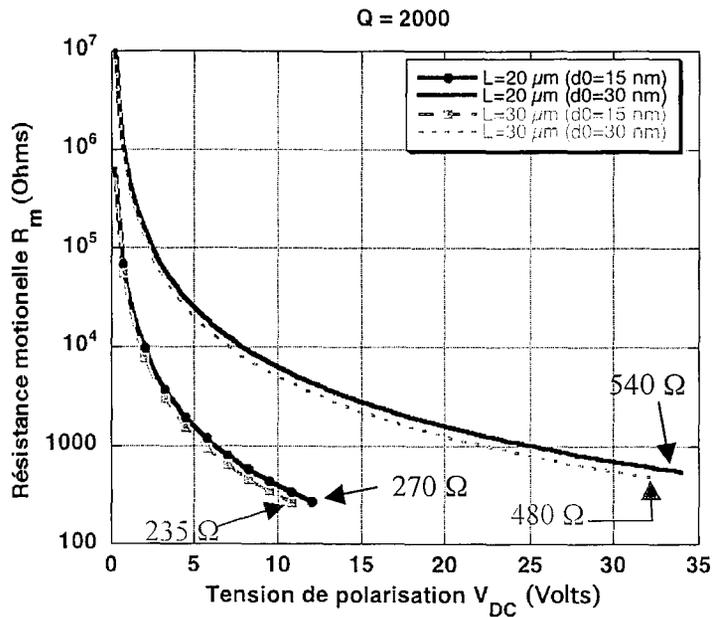


Figure V-3: Evolution de la résistance motielle en fonction du niveau de polarisation V_{DC} , considérant un facteur de qualité de 2000, pour les deux géométries testées.

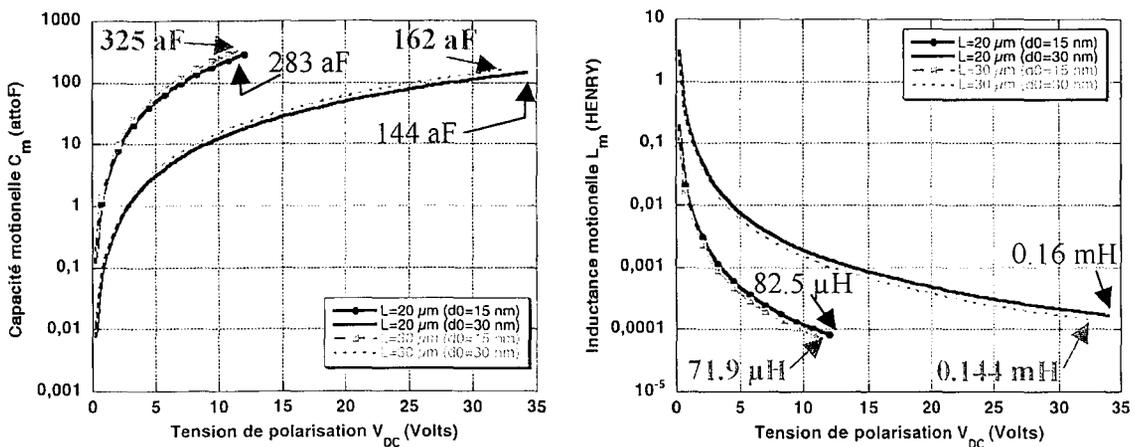


Figure V-4: Evolution de l'inductance et de la capacité motielles en fonction du niveau de polarisation V_{DC} , pour les deux géométries testées.

On constate, comparativement aux données recueillies dans la littérature [Nguyen 94, Quévy +02, Galayko +03], que la résistance motielle peut atteindre des valeurs raisonnables (entre 250 et 550 Ω), à condition que les niveaux de tensions V_{DC} avoisinent la tension de « pull-in » V_{PI} . Cependant, l'estimation de cette dernière repose sur un modèle analytique qui ne tient pas compte de l'augmentation de la force attractive à mesure que la poutre fléchit [Osterberg 97]. Par conséquent, on se placera volontairement en deçà de cette valeur lors des mesures, et on fixe $V_{DCmax} = 0,75.V_{PI}$ pour chaque structure. Une étude complémentaire basée sur une analyse par éléments finis devrait permettre de quantifier précisément la tension V_{PI} pour les structures étudiées.

Le Tableau V-4 donne les valeurs des paramètres motionnels pour six tensions de polarisation continue V_{DC} particulières, sur une structure $Lame_2$ et pour une largeur d'entrefer de 30 nm. Ces données seront utilisées pour analyser les résultats de caractérisation obtenus.

	Résistance motionnelle R_m (k Ω)	Inductance motionnelle L_m (mH)	Capacité motionnelle C_m (aF)
$V_{DC} = 2,5V$	79,642 k Ω	24,343 mH	0,96 aF
$V_{DC} = 5V$	19,9105 k Ω	6.086 mH	3,838 aF
$V_{DC} = 10V$	4,978 k Ω	1.521 mH	15,35 aF
$V_{DC} = 15V$	2,212 k Ω	0,676 mH	34,54 aF
$V_{DC} = 20V$	1,244 k Ω	0,38 mH	61,4 aF
$V_{DC} = 25V$	796,42 Ω	0,243 mH	95,95 aF

Tableau V-4: Paramètres motionnels équivalents à une structure $Lame_2$, pour différentes tensions de polarisation, et une largeur d'entrefer latéral de 30 nm.

V.2.4 Dépendance de la fréquence de résonance à l'égard de la tension de polarisation continue :

Compte tenu des valeurs des capacités statiques données dans le Tableau V-3 et du niveau de tension continue toléré, on établit ici la variation (négative) sur la fréquence centrale du filtre en fonction de la tension V_{DC} pour chaque structure. On constate que le décalage maximal de la fréquence centrale qui puisse être obtenu est inférieur à 1,3 %. Dans le cas particulier où $V_{DC} = 15 V$, on obtient notamment un décalage en fréquence de l'ordre de 2 MHz.

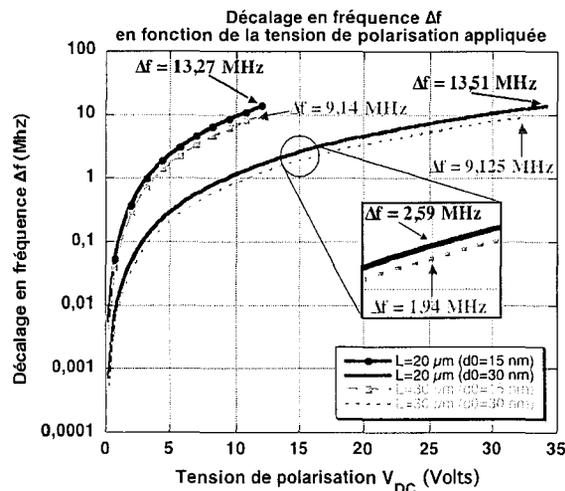


Figure V-5: Variation (en valeur absolue) de la fréquence centrale du filtre en fonction du niveau de polarisation continue.

V.3 Mesures et analyses :

Les résultats de caractérisation présentés ici correspondent à la structure $Lame_2$ ($L_2 = 30 \mu\text{m}$, $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$), avec un entrefer latéral $d_0 = 30 \text{ nm}$. Ils reflètent la série de mesures effectuées sur l'ensemble des structures testées.

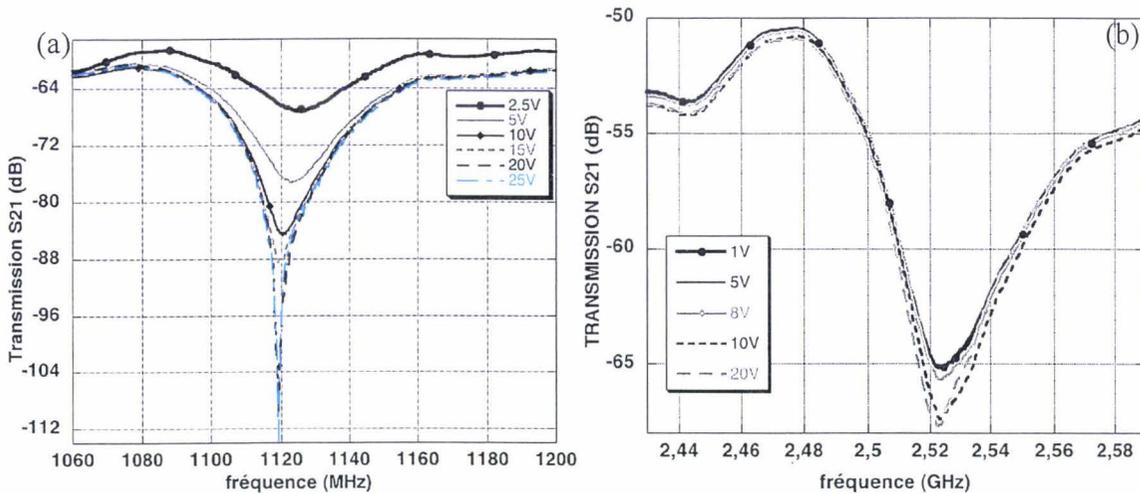


Figure V-6: Tracé de la réponse en transmission (paramètres S_{21}) du filtre après soustraction du niveau de couplage lié à la chaîne de mesures (calibration SOLT). Puissance d'excitation $P_{in}=15 \text{ dBm}$, soit $v_{in}=1,778 \text{ V}$. (a) Mesures centrées sur 1130 MHz. (b) Mesures centrées sur 2,51 GHz.

Les mesures présentées ci-dessus correspondent à un intervalle de fréquence entre deux mesures de 130 kHz environ. Une première analyse du faisceau de courbes correspondant à la mesure du 1^{er} mode attendu du résonateur, montre une légère amplification du signal aux alentours de 1.08 GHz (Figure V-6 a) par rapport au fond continu. On suppose que cet effet provient de l'excitation du résonateur sur sa fréquence de résonance. Cependant, il est impossible d'en extraire un coefficient de qualité, si ce n'est pour le niveau de polarisation à 2,5V, pour lequel on obtient $Q = 22$ (bien en deçà des estimations données préalablement). Ensuite, apparaît une forte atténuation du signal, se traduisant en un zéro de transmission dont la fréquence est légèrement supérieure à la fréquence de résonance calculée. Ces deux remarques peuvent être réitérées pour les mesures de la Figure V-6 b.

En conséquence, s'il s'agit des deux premiers modes de résonance mécanique de la structure, le désaccord entre la fréquence mesurée et la fréquence théorique n'est que de 1,6% concernant le premier mode, contre 22,6 % pour le second mode (pourcentages à relativiser par rapport aux erreurs d'estimation sur les dimensions des lames). On peut attribuer cet écart par l'absence de prise en compte, aussi bien dans le modèle théorique que dans l'analyse par éléments finis, de l'enveloppe en tungstène recouvrant le cœur de la lame en silicium. En effet, l'adjonction de cette enveloppe accroît la masse totale du résonateur, engendrant une diminution des fréquences modales attendues. Cette baisse est d'autant plus conséquente que le rang du mode est élevé, étant donné la diminution concomitante du rapport « volume de silicium / volume de tungstène participant chacun dans la vibration ».

Le Tableau V-5 recense, en fonction de la tension de polarisation appliquée, les valeurs de la fréquence de résonance, et de la fréquence du pic d'atténuation, toutes deux

extraites des courbes présentées ci-dessus et associées à la valeur correspondante du paramètre S_{21} en dB.

V_{DC}	f_l mesurée (MHz) ; S_{21} en dB	f_a mesurée (MHz) ; S_{21} en dB
2,5 V	1087,5 ; -58,55 dB	1123,1 ; -67,23 dB
5 V	1078,1 ; -60,34 dB	1123,1 ; -77,15 dB
10 V	1077,8 ; -60,93 dB	1121,3 ; -84,715 dB
15 V	1077,4 ; -60,76 dB	1120,1 ; -88,7 dB
20 V	1077 ; -60,45 dB	1119,4 ; -109,5dB
25 V	1076,6 ; -60,7 dB	1119 ; -113,59 dB

Tableau V-5: Valeurs mesurées de la fréquence de résonance (1^{er} mode), et position du pic d'atténuation qui lui est associé, en fonction du niveau de polarisation continue.

À supposer que, dans les deux cas, l'amplification du signal correspond réellement au premier et au second mode de résonance du résonateur, la présence du pic d'absorption s'explique par l'ajout de la capacité directe C_C en parallèle à la branche motionnelle du résonateur (cf. Figure III-18). De fait, si l'on néglige les capacités de couplage vers le substrat, l'admittance Y_{ω_n} présentée par le dispositif pour le $n^{\text{ième}}$ mode de résonance (pulsation ω_n) se résume à :

$$Y_{\omega_n} = \frac{1}{R_{m,n}} + j\omega_n C_C, \quad \text{Équation V-3}$$

où $R_{m,n}$ correspond à la résistance motionnelle du résonateur excité sur le $n^{\text{ième}}$ mode. Cette capacité directe crée une résonance parallèle (ou anti-résonance) caractérisée par un zéro de transmission (atténuation du signal transmis) dont la fréquence $f_{a,n}$ est établie comme suit [Clark +01] :

$$f_{a,n} = \frac{\sqrt{C_{m,n} + C_C}}{2\pi\sqrt{C_C C_{m,n} L_{m,n}}} = f_n \sqrt{\frac{C_{m,n} + C_C}{C_C}}, \quad \text{Équation V-4}$$

où $C_{m,n}$ et $L_{m,n}$ correspondent respectivement à la capacité et inductance motionnelles du résonateur pour le $n^{\text{ième}}$ mode f_n . On constate que l'on peut calculer la position de la résonance parallèle $f_{a,n}$ par rapport à la résonance série f_n , sans avoir recours au coefficient de qualité de la structure (dans le modèle des équivalences électromécaniques, seule $R_{m,n}$, qui n'intervient pas ici, dépend de Q). Par contre, il est indispensable de connaître précisément la valeur de la capacité de couplage direct. Pour ce faire, on considère, dans le cas des structures étudiées, uniquement les surfaces des électrodes directement en vis-vis (c'est-à-dire sans obstruction de la lame qui altère les lignes de champ). On modélise les armatures de la capacité ainsi formée comme étant deux plaques rectangulaires de largeur W_e (cf. Figure IV-11) et de hauteur h_e , formant un dièdre de demi-angle d'ouverture β (cf. Figure V-7). On note d la distance de séparation entre le bord supérieur de leur armature et le sommet de l'arête du dièdre. On peut alors montrer que la capacité de ce condensateur diédrique s'exprime par :

$$C_C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r W_e}{2\beta} \ln\left(\frac{d + h_e}{h_e}\right). \quad \text{Équation V-5}$$

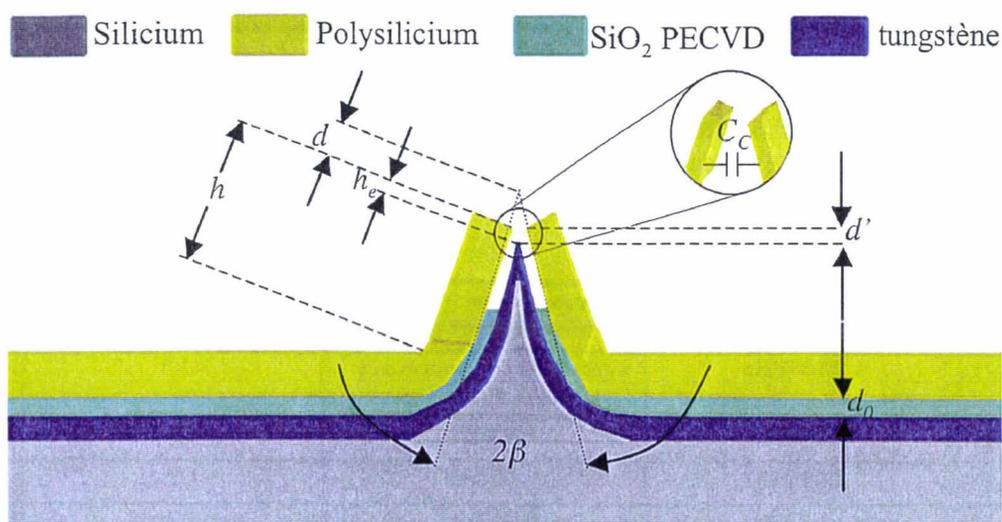


Figure V-7: Schéma illustrant les grandeurs nécessaires au calcul de la capacité de couplage directe.

Pour évaluer cette capacité directe dans le cas des structures testées, on supposera que la hauteur d' définie sur la Figure V-7 correspond directement à l'épaisseur de la couche sacrificielle (ici $d' = d_0 = 30$ nm). Compte tenu du demi-angle d'ouverture β et de la largeur des lamelles à l'encastrement qui valent respectivement 17° et $0,73 \mu\text{m}$, on trouve $d \approx 65$ nm. Comme $W_{e2} = 25 \mu\text{m}$ dans le cas des structures faisant l'objet de cette analyse, il en résulte une valeur de capacité directe $C_C = 417,6$ aF. On utilise cette valeur, combinée aux valeurs des capacités et inductances motrices correspondant à une tension de polarisation V_{DC} et un mode de résonance donnés, pour déterminer la position du pic d'anti-résonance. Dans le calcul effectué, on égalise la capacité motrice du résonateur avec celle qui a été établie pour un mode de résonance à $1,063$ GHz (modèle analytique).

V_{DC}	Estimation de f_a (MHz)	f_a estimée / f_a mesurée
2,5 V	1088,7	0,97
5 V	1083	0,964
10 V	1097,4	0,979
15 V	1121,1	1,001
20 V	1153,5	1,03
25 V	1193,9	1,067

Tableau V-6: Estimation de la fréquence de résonance parallèle, et comparaison avec la mesure expérimentale, en fonction de la tension de polarisation appliquée.

L'accord entre l'estimation de la résonance parallèle et sa valeur expérimentale conduit à un pourcentage d'erreur inférieur à 7 %. On constate que globalement le rapport « f_a estimée / f_a mesurée » augmente avec le niveau de polarisation continue V_{DC} . Dans le cas particulier où $V_{DC} = 15\text{V}$, on obtient une erreur de 0,1 %. Cet appariement conforte l'hypothèse de l'observation d'une résonance mécanique. Cependant, il faut relativiser ces données, compte tenu de l'intervalle de fréquence de l'analyseur, des erreurs commises sur la mesure de l'entrefer latéral (pas tout à fait uniforme), sur l'angle d'ouverture de la lame (qui n'a pas une section parfaitement triangulaire)...

Un autre moyen de consolider l'hypothèse d'une résonance mécanique est l'analyse du décalage en fréquence induit par la polarisation V_{DC} sur la fréquence de résonance du filtre. On suppose que ce décalage se reporte sur la position du pic d'anti-résonance de manière identique. Ainsi, on évalue la différence de fréquence entre deux pics d'antirésonance successifs (correspondant à deux tensions de polarisations distinctes). On compare le résultat obtenu avec les estimations données dans le paragraphe V.2.4 (pour lesquelles on supposait une fréquence de résonance de 1,06 GHz).

	Décalage théorique (MHz)	Décalage mesuré (MHz)	Décalage mesuré / Décalage théorique
$f_{a;2,5\text{ V}} - f_{a;5\text{ V}}$	0,16 MHz	< intervalle de fréquence de l'analyseur (130 kHz)	< 1
$f_{a;5\text{ V}} - f_{a;10\text{ V}}$	0,65 MHz	1,8 MHz	2,77
$f_{a;10\text{ V}} - f_{a;15\text{ V}}$	1,08 MHz	1,2 MHz	1,111
$f_{a;15\text{ V}} - f_{a;20\text{ V}}$	1,51 MHz	0,7 MHz	0,46
$f_{a;20\text{ V}} - f_{a;25\text{ V}}$	1,94 MHz	0,4 MHz	0,2

Tableau V-7: Comparaison de la position relative des pics d'anti-résonance par rapport au décalage théorique.

On constate que l'erreur commise sur la position relative des zéros de transmission par rapport aux données théoriques peut atteindre un maximum de 170 %. Le décalage expérimental suit une évolution inverse de celle prévue par la théorie, évolution qui peut s'expliquer par le comportement non-linéaire du dispositif à mesure que la polarisation augmente (l'hypothèse de linéarisation émise pour le développement des calculs théoriques n'est plus valable). Néanmoins, la position relative des pics d'anti-résonance correspondant à une polarisation de 15 V et 10 V, est associée à une erreur de 11 % entre l'estimation et la mesure expérimentale.

Compte tenu des résultats des deux études comparatives qui viennent d'être exposées, il est raisonnable de penser que la présence du zéro de transmission soit corrélée avec l'observation d'une résonance mécanique de la structure. Néanmoins, de nombreuses incertitudes persistent quant à la dissymétrie des deux pics. En effet, alors que le pic de résonance doit être aussi accentué que le zéro de transmission qui lui est associé, on constate que la résonance série est fortement atténuée. Il est d'ailleurs impossible d'en extraire une estimation du coefficient de qualité, à partir de la lecture directe des courbes, excepté pour une polarisation de 2,5 V ($Q = 22$). Pour les tensions de polarisation supérieures à 2,5 V, une méthode indirecte permet néanmoins de remonter au facteur de qualité de la structure. Pour ce faire, il suffit de poser que le signal mesuré équivaut à la superposition du courant motionnel avec le courant de couplage direct (auxquels s'ajoutent les pertes par insertion qui ont pour effet de décaler vers le bas le spectre en transmission du dispositif). On soustrait la valeur du fond continu à l'amplitude du signal mesuré à la résonance. En calculant la valeur de la résistance motionnelle, on trouve une estimation du coefficient de qualité. Celui-ci est de l'ordre de 15 en moyenne. Dans cette approche, on omet l'incidence de l'impédance de terminaison du dispositif (résistance 50 Ω présentée par l'analyseur de réseau), laquelle a pour effet de baisser le coefficient de qualité, par rapport au circuit résonant non chargé. Néanmoins, étant donné la valeur de la résistance motionnelle (quelques centaines de $k\Omega$) devant les impédances des ports de l'analyseur, on s'attend à ce que cette désadaptation d'impédance ait un effet négligeable sur la réduction du coefficient de qualité.

V_{DC}	Soustraction résonance - fond continu.	R_m	Q
5 V	1,99 dB	281,126 k Ω	15,7
10 V	1,4 dB	300,885 k Ω	14,7
15 V	1,573 dB	295,143 k Ω	15
20 V	1,883 dB	284,9 k Ω	15,5
25 V	1,633 dB	293,43 k Ω	15,1

Tableau V-8: Valeurs de la résistance motionnelle et du coefficient de qualité, extraits des courbes de transmission de la Figure V-6 a) pour différentes tensions de polarisation.

Nous allons tracer dans ce qui suit les courbes de transmission, pour un coefficient de qualité structurel de 15 (cf. Tableau V-8) et 2000 (cf. estimation paragraphe V.2.2). Dans cette simulation, on tient compte des impédances de 50 Ω présentées par les ports de l'analyseur de réseau, et de la capacité de couplage direct. Ces courbes sont tracées à partir des paramètres de la branche motionnelle extraits de l'analyse modale réalisée sous ANSYSTM pour une lame dont la fréquence propre est de 1,04 GHz. N'y sont pas intégrées les résistances des plots d'accès (quelques centaines de Ω) en série avec les résistances de source et de charge de l'analyseur, ainsi que les capacités de couplage vers le substrat. Ces deux contributions ont pour incidence d'accroître les pertes par insertion.

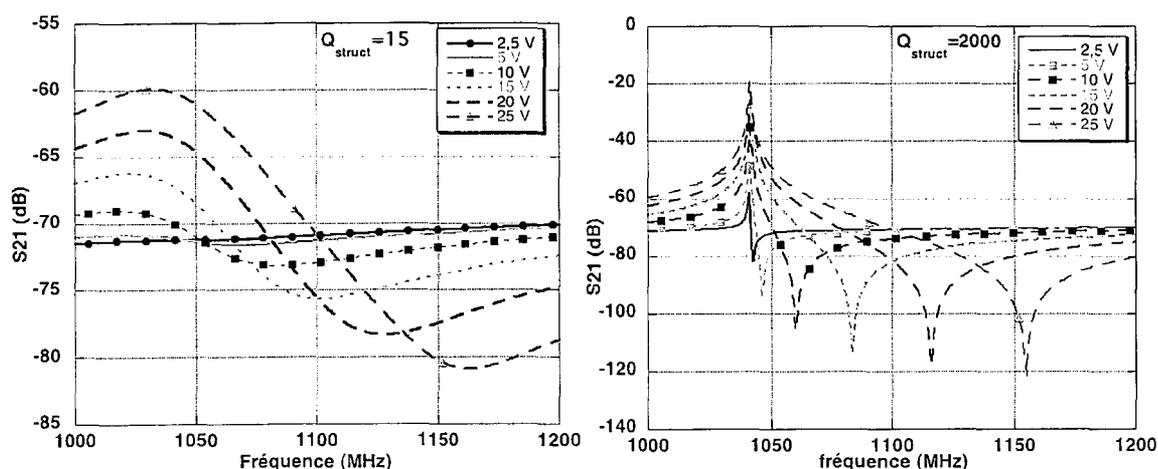


Figure V-8: Caractéristiques de transfert simulées avec APLAC 7.9, pour une lame excitée sur son premier mode de résonance en flexion (1,04 GHz).

L'analyse de ces courbes montre de manière évidente, que la dissymétrie des pics de résonance parallèle et série observée sur les courbes expérimentales n'est pas conforme à la fonction de transfert en transmission attendue du dispositif. On peut attribuer ce désaccord à l'application d'une tension d'excitation combinée à une polarisation continue trop élevées, amenant le résonateur dans un régime de non-linéarité mécanique, pour lequel l'hypothèse des petits déplacements n'est plus valide. En effet, sans l'application d'une puissance d'excitation suffisamment élevée ($P_{in}=15$ dBm, soit $v_{in}=1,778$ V), aucune observation notable dans la réponse en transmission du dispositif n'était apparente (notamment la présence du pic d'atténuation pour les 2 gammes de fréquences précitées). De plus, il est nécessaire, dans le cas de ces structures à entrefer nanométrique, d'appliquer un potentiel important pour

dépasser le courant de couplage direct. Une première analyse consiste à calculer l'amplitude maximale des déplacements, supposant un coefficient de qualité $Q_{série}$ associé à la résonance série, identique à celui de la résonance parallèle Q_{par} . Dans ce cas, Q_{par} est extrait des courbes de la Figure V-6 a.

V_{DC}	Q_{par}	$X(\omega_0)$
2,5 V	50	0,11 nm
5 V	85	0,38 nm
10 V	170	1,5 nm
15 V	275	3,65 nm
20 V	3170	56 nm
25 V	4320	95,6 nm

Tableau V-9: Estimation de l'amplitude maximale des déplacements, considérant un coefficient de qualité associé à la résonance série, identique à celui de la résonance parallèle.

On constate que pour une tension de polarisation de 20 et 25 V appliquée au résonateur, l'amplitude maximale des déplacements qui est attendue, dépasse la largeur de l'entrefer latéral (30 nm). D'autre part, pour la tension de 10 V, l'hypothèse des petits déplacements n'est plus valable ($X(\omega_0) > d_0 / 10$). Dans les trois cas de figure, la linéarisation (développement limité au 1^{er} ordre de la dérivée de la capacité de transduction par rapport au déplacement latéral du résonateur) établie pour modéliser le comportement dynamique du résonateur ne peut être appliquée. Cette non-linéarité induit un comportement de type Duffing [McLachlan 51, Cleland +03], caractérisé par une distorsion de la réponse spectrale du filtre, faussant la relation théorique entre amplitude et polarisation, mais aussi l'accordabilité de la fréquence centrale du filtre et empêchant toute mesure fiable du facteur de qualité. D'autre part, compte tenu de l'amplitude des déplacements établie pour une polarisation de 20 et 25 V, il est inévitable que le résonateur entre en contact avec les armatures latérales dans cette configuration. Dans ce cas, bien que la tension de polarisation soit élevée, aucun thermoformage de la structure par effet Joule n'a été observé [Fukuta 97]. En se référant aux travaux de Quévy [Quévy +02], on peut supposer qu'il y ait contact mécanique, sans contact électrique pour autant. En effet, l'hypothèse avancée est la déplétion des porteurs libres au niveau des armatures du fait de la polarisation de l'élément vibrant et des électrodes en polysilicium. Étant donné la fréquence de travail, le temps de contact est inférieur au temps de génération / recombinaison en porteurs libres, qui ne peuvent alors transiter entre la lame et les électrodes.

En résumé, l'hypothèse avancée, quant à l'analyse des courbes de la Figure V-6, est l'observation d'une anti-résonance d'origine électromécanique (capacité de couplage directe en parallèle à la branche motionnelle $R_m L_m C_m$), associée à un contact mécanique intermittent à la résonance distordant la réponse en transmission attendue. Pour lever toute incertitude quant à l'origine de cette dissymétrie des pics, il est nécessaire de travailler à tension de polarisation faible, sous-tendant un protocole de caractérisation différent de celui qui a été employé à l'occasion de cette étude, pour éviter le masquage du courant motionnel par le courant de couplage direct. Ce protocole est détaillé dans le paragraphe qui suit.

V.4 Méthode de caractérisation alternative :

La technique de Modulation d'Amplitude Électromécanique (MAE) [Nguyen 94, Cao 99] constitue une alternative possible pour résoudre le problème de détection du courant motionnel. Elle consiste à superposer au signal continu V_{DC} polarisant le résonateur, un signal alternatif de fréquence f_p correspondant à une porteuse. Cette porteuse est ensuite modulée par les signaux émanant de la capacité variable et pas par ceux issus des capacités statiques. Cette modulation permet la séparation dans le domaine fréquentiel du courant motionnel avec le courant parasite issu des capacités parasites statiques. Le système de mesure basé sur la modulation MAE est décrit sur la Figure V-9. La capacité C_{SP} représente la capacité de couplage entre l'électrode de détection et le plan métallique qui polarise le résonateur.

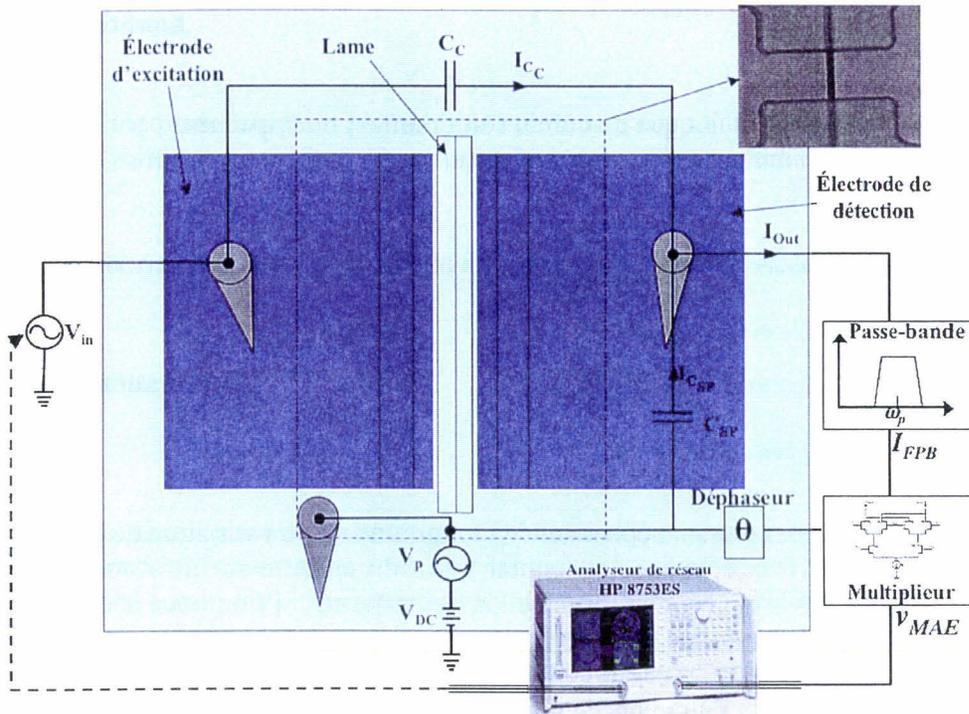


Figure V-9: Illustration de la méthode de caractérisation basée sur une modulation d'amplitude électromécanique.

Une fois l'ajout de la porteuse $v_p = V_p \cos \omega_p t$, le courant recueilli en sortie s'exprime par :

$$I_{Out} = C_C \frac{\partial v_i}{\partial t} + C_{SP} \frac{\partial v_p}{\partial t} + C_O(t) \frac{\partial v_p}{\partial t} + (V_{DC} + v_p) \frac{\partial C_O}{\partial t}. \quad \text{Équation V-6}$$

On rappelle que le signal d'excitation s'écrit $v_i = V_{in} \cos \omega t$. Le terme C_O représente la capacité entre le résonateur et l'électrode de sortie. Cette capacité varie du fait des oscillations du résonateur. On écrit donc :

$$C_O(t) = (C_{O_S} + C_X \sin(\omega t)), \quad \text{Équation V-7}$$

où C_X désigne l'amplitude de variation de la capacité de sortie C_O autour de sa position d'équilibre C_{O_S} (capacité statique résonateur-électrode de détection). L'amplitude de C_X

dépend également de la fréquence d'excitation du signal à travers la formulation suivante [Nguyen 94] :

$$C_X = \left| \frac{k_r^{-1} V_{DC} \left(\frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial C_O}{\partial x} \right) v_{in}}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + j(\omega/Q\omega_0)} \right| \quad \text{Équation V-8}$$

Hors résonance, du fait des amplitudes de vibration négligeables du résonateur, on effectue l'approximation : $C_O(t) \approx C_{OS}$. Dans cette configuration, le courant recueilli en sortie est donné par la relation :

$$\begin{aligned} I_P(\omega) &= -\left\{ \omega C_C v_{in} \sin \omega t + \omega_P (C_{SP} + C_{OS}) V_P \sin \omega_P t \right\} \\ &= I_{C_C}(\omega) + I_{C_{SP}, C_{OS}}(\omega_P) \end{aligned} \quad \text{Équation V-9}$$

L'indice « P » traduit le fait que ce courant soit dominé principalement par les termes issus du couplage parasite amené par les capacités statiques C_C et C_{SP} (auxquelles s'ajoute la contribution de C_{OS}).

À la résonance, c'est-à-dire lorsque $\omega = \omega_0$, on obtient comme courant en sortie :

$$\begin{aligned} I_{Out}(\omega_0) &= I_P(\omega_0) + \omega_0 V_{DC} C_X \cos \omega_0 t \\ &\quad - \frac{1}{2} (\omega_P - \omega_0) V_P C_X \cos(\omega_P - \omega_0) t. \\ &\quad + \frac{1}{2} (\omega_P + \omega_0) V_P C_X \cos(\omega_P + \omega_0) t \end{aligned} \quad \text{Équation V-10}$$

Les termes de cette expression dépendant de l'amplitude C_X de variation de la capacité de sortie C_O du système font référence au courant issu du mouvement du résonateur par rapport aux électrodes latérales : courant motionnel. Par conséquent, si l'on trace le diagramme correspondant au spectre en amplitude du courant de sortie, le courant motionnel est réparti sur trois diracs (cf. Figure V-10). Une partie est contenue dans la raie centrée sur ω_0 , masquée par le courant de couplage direct ; l'autre partie correspond aux raies latérales situées de part et d'autre de la raie centrée sur la fréquence f_P de la porteuse. On note I_{LHS} l'amplitude de la raie à gauche de la porteuse, et I_{RHS} l'amplitude de celle située à droite de la porteuse. L'expression de la transconductance associée à chacune de ces raies est régie par les relations :

$$\begin{aligned} \left| \frac{I_{LHS}}{v_{in}} \right| &= \left| \frac{V_P (\omega_P - \omega)}{2} \cdot \frac{k_r^{-1} V_{DC} \left(\frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial C_O}{\partial x} \right)}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + j(\omega/Q\omega_0)} \right| \\ \left| \frac{I_{RHS}}{v_{in}} \right| &= \left| \frac{V_P (\omega_P + \omega)}{2} \cdot \frac{k_r^{-1} V_{DC} \left(\frac{\partial C_i}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial C_O}{\partial x} \right)}{1 - (\omega/\omega_0)^2 + j(\omega/Q\omega_0)} \right|, \end{aligned} \quad \text{Équation V-11}$$

En comparaison avec l'expression de la transconductance établie pour un résonateur polarisé à tension continue V_{DC} , on constate, qu'à la résonance, le terme en ω_0 est remplacé, dans le cas d'une modulation MAE, par le facteur $(1/2) \cdot (\omega_P \pm \omega_0)$. À condition que la fréquence

f_p de la porteuse soit très grande devant le mode de résonance excité f_0 , la modulation *MAE* implique donc une amplification d'un facteur $\frac{\omega_P}{2\omega_0} \frac{V_P}{V_{DC}}$ devant la configuration d'une structure résonante polarisée seulement à l'aide d'une tension continue V_{DC} .

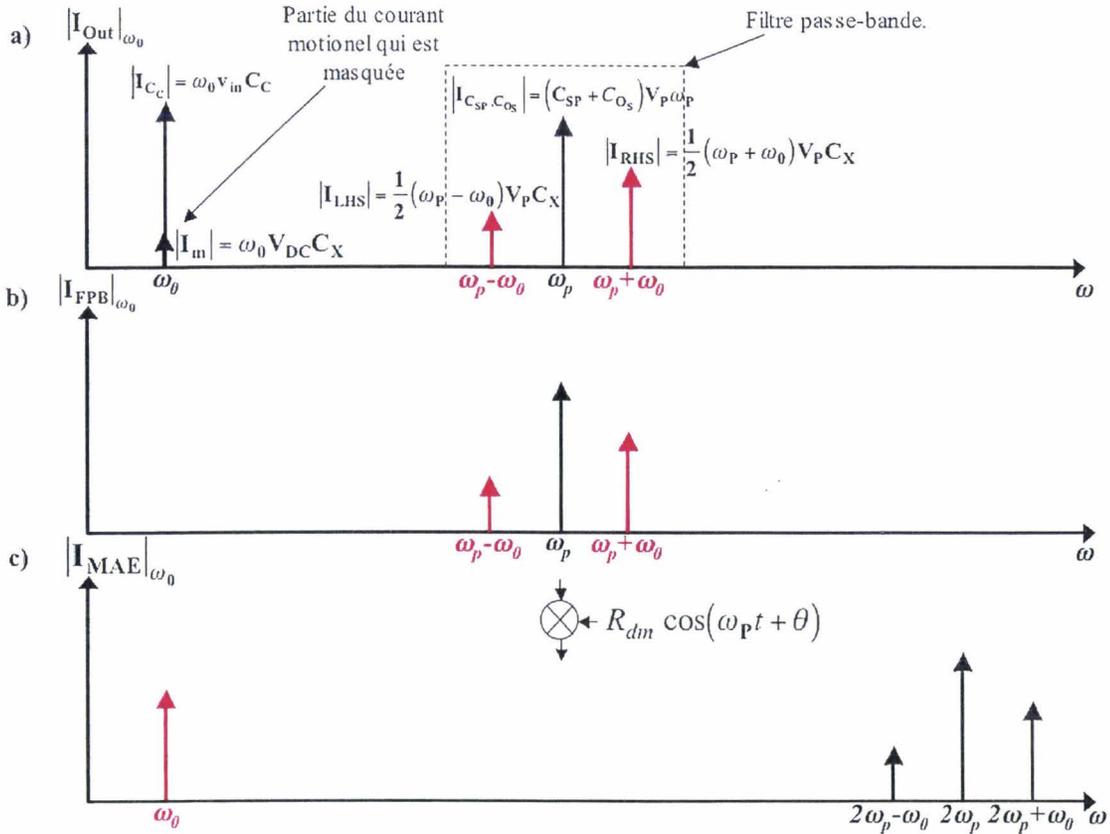


Figure V-10: Spectre en amplitude du courant résumant les différentes phases de la caractérisation basée sur une modulation d'amplitude électromécanique du signal.

Le traitement suivant la séparation du courant motionnel avec les courants de couplage parasite, consiste à éliminer la raie centrée en ω_0 (à supposer que la fréquence d'excitation coïncide avec la fréquence de résonance du résonateur) par une opération de filtrage (passe-bande centré sur ω_p). Il en résulte l'expression suivante du courant I_{FPB} obtenu à l'issue du filtrage :

$$\begin{aligned}
 I_{FPB}(\omega) = & -\omega_P (C_{SP} + C_{OS}) V_P \sin \omega_P t \\
 & - \frac{1}{2} (\omega_P - \omega) V_P C_X \cos(\omega_P - \omega_0) t \\
 & + \frac{1}{2} (\omega_P + \omega) V_P C_X \cos(\omega_P + \omega) t
 \end{aligned}
 \tag{Equation V-12}$$

Ensuite une démodulation synchrone permet de traduire les composantes I_{LHS} et I_{RHS} du courant sur f_0 . Pour ce faire, on utilise la porteuse initiale, déphasée d'un angle θ par rapport au signal originel. La raison de ce déphasage sera exposée par la suite. Par conséquent, l'opération de démodulation se traduit par la multiplication du signal $I_{out}(\omega_0)$ avec

la porteuse $r_{dm} = R_{dm} \cos(\omega_P t + \theta)$. Un mélangeur à cellule de Gilbert [Gilbert 68, Cao 99] peut être employé pour réaliser cette multiplication, du fait des fréquences de coupure capables d'atteindre la dizaine de GHz [Intersil 98]. Le signal v_{dm} résultant de cette opération s'écrit :

$$\begin{aligned} v_{dm}(\omega) &= r_{dm} I_{FBP}(\omega) \\ &= +\frac{1}{4}(\omega_P + \omega) V_P C_X R_{dm} [\cos\{(2\omega_P + \omega)t + \theta\} + \cos(\omega t - \theta)] \\ &\quad -\frac{1}{4}(\omega_P - \omega) V_P C_X R_{dm} [\cos\{(2\omega_P - \omega)t + \theta\} + \cos(\omega t + \theta)] \\ &\quad -\frac{1}{2}\omega_P V_P (C_{SP} + C_{OS}) R_{dm} [\sin(2\omega_P t + \theta) - \sin(\theta)] \end{aligned} \quad \text{Équation V-13}$$

Lorsque la fréquence du signal d'excitation v_i coïncide avec le mode de résonance f_0 du résonateur, on récupère à cette fréquence le signal v_{MAE} à l'analyseur de réseau défini comme suit :

$$v_{MAE}(\omega_0) = \frac{1}{4} V_P C_X R_{dm} [\{(\omega_P + \omega_0) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta)\} - \{(\omega_P - \omega_0) \cdot \cos(\omega_0 t + \theta)\}] \quad \text{Équation V-14}$$

Cette expression, sous la forme polaire, devient (en omettant les termes en $e^{j\omega_0 t}$):

$$\begin{aligned} V_{MAE}(\omega_0) &= |V_{MAE}| e^{j\phi_{MAE}} \\ \text{avec } |V_{MAE}| &= \frac{1}{2} V_P C_X R_{dm} \sqrt{\omega_0^2 \cos^2 \theta + \omega_P^2 \sin^2 \theta} \\ \phi_{MAE} &= \tan^{-1} \left(-\frac{\omega_P \sin \theta}{\omega_0 \cos \theta} \right) \end{aligned} \quad \text{Équation V-15}$$

Ainsi, en dérivant l'expression de $|V_{MAE}|$ par rapport à l'angle de déphasage θ , on trouve que l'amplitude de v_{MAE} est maximale lorsque $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 0^\circ$. Dans le cas particulier où la pulsation de la porteuse ω_P est très grande devant celle du mode de résonance ω_0 , on prend $\theta = 90^\circ$. Il en résulte :

$$v_{MAE}(\omega_0) \Big|_{\theta=\pi/2} = \frac{1}{2} \omega_P V_P C_X R_{dm} \sin(\omega_0 t) \quad \text{Équation V-16}$$

On retrouve le facteur d'amplification $\frac{\omega_P}{2\omega_0} \frac{V_P}{V_{DC}}$ par rapport à une configuration basée simplement sur une polarisation continue du résonateur. Il est donc indispensable de maximiser le rapport ω_P/ω_0 . Par ailleurs, cette amplification n'est possible que si la porteuse utilisée lors de la démodulation synchrone, est déphasée de $\pi/2$ par rapport à la porteuse initiale. Enfin, à l'inverse d'une polarisation continue, le signal à l'issue de la démodulation est déphasé de $\pi/2$ par rapport au signal d'excitation.

En conclusion, cette méthode de caractérisation présente deux avantages notoires :

→ La séparation du courant motionnel des courants parasites issus des capacités de couplage.

→ L'amplification du signal recueilli en sortie, en comparaison d'une configuration basée seulement sur une polarisation continue du résonateur : à condition que $\omega_P \gg \omega_0$ et que $\theta = \pi/2$.

VI Conclusion

Le travail présenté dans ce chapitre concerne la conception et la réalisation de résonateurs nano-électromécaniques à transduction capacitive et entrefer nanométrique, pour des applications ayant trait au filtrage dans la gamme RF en vigueur dans la téléphonie mobile. Deux familles de dispositifs ont ainsi été proposées. La première utilise l'apex d'une nanopointe comme partie vibrante, tandis que la seconde est basée sur une structure en forme de lame. Dans les deux cas, les électrodes d'excitation et de détection sont disposées de part et d'autre du résonateur, de sorte à le solliciter dans un mode de flexion latéral.

Un modèle analytique basé sur la mécanique des milieux continus, et tenant compte de la rigidité flexionnelle non constante de chaque géométrie, a été établi pour chaque structure, permettant de prévoir leur fréquence de résonance en fonction des dimensions du résonateur. Ce modèle a été validé par une simulation par éléments finis (un pourcentage d'erreur inférieur à 10 %, entre la solution analytique et le résultat numérique, a été obtenu pour chacune des géométries).

Dans le cadre du procédé de fabrication du filtre à base de nanopointe, le recours à une étape de réaligement électronique pour définir les électrodes latérales était indispensable, mettant en lumière la nécessité d'avoir des marques d'alignement électroniques intactes. Ainsi, malgré les précautions prises quant à la protection de ces dernières, l'alignement a échoué. En effet, les électrodes latérales étaient décalées par rapport à l'apex de la nanopointe, empêchant toute caractérisation sur cette famille de résonateur dans le temps imparti à la thèse. Cependant, après avoir isolé le dernier verrou technologique, un « run » technologique est en cours pour permettre une caractérisation ultérieure de ce dispositif. D'autre part, cette configuration de résonateur à base de nanopointes, a permis d'aborder d'autres problématiques relatives aux pointes de silicium et qui seront traitées dans des parties suivantes du manuscrit : le mécanisme d'oxydation thermique des pointes de silicium et l'étude des forces d'adhésion à l'apex de celles-ci grâce au microscope à force atomique.

Pour la seconde famille de filtres, cette contrainte technologique a été levée, en proposant un procédé de fabrication quasiment auto-aligné, basé sur une photolithographie optique en vue de définir les électrodes latérales. Leur caractérisation par lecture directe de la réponse en transmission du filtre a mis en évidence la difficulté, pour les gammes de fréquence supérieures au GHz, à détecter le courant motionnel, du fait de la superposition de ce dernier avec le courant de couplage direct. En effet, à mesure que la fréquence visée du filtre augmente, il est nécessaire d'accroître l'efficacité de transduction, nécessitant une largeur d'entrefer minimale, et / ou une tension de polarisation continue élevée, pour diminuer la résistance motionnelle. À ces exigences s'ajoute celle d'un coefficient de qualité de la structure suffisamment élevé. À supposer que le résonateur fonctionne dans un vide poussé, ce critère dépend principalement de la façon dont est isolé le résonateur par rapport à ses ancrages. Pour minimiser ces pertes, il est nécessaire de recourir à des règles de conceptions particulières, qui alourdissent le procédé de fabrication du dispositif : localisation des zones d'ancrage au niveau des nœuds de vibration... Aussi, ces dispositions ont été écartées dans le cadre de la conception, mettant plutôt l'accent sur l'obtention d'un gap nanométrique (jusque 15 nm dans le cas présent). L'inconvénient de cette démarche réside dans la nécessité d'accroître la tension de polarisation, pour élever le niveau de courant motionnel au-dessus de celui du courant parasite, amenant le résonateur dans un régime de non-linéarité mécanique qui peut

aboutir à son impact contre les armatures des électrodes. C'est l'hypothèse qui est avancée ici, pour expliquer l'incapacité à recueillir une résonance série du résonateur, bien que de nombreux éléments coïncident avec l'observation de la résonance parallèle (pic d'atténuation) créée par la capacité de couplage directe. En effet, le pourcentage d'erreur entre l'estimation de la position du pic de résonance parallèle et sa position réelle est inférieur à 7 %. D'autre part, la valeur maximale du coefficient de qualité Q_{par} du pic de résonance parallèle est de l'ordre de 4300 (pour une pression de 10^{-5} Torr).

Une méthode de caractérisation alternative, proposée en fin de chapitre, permettrait de valider cette hypothèse et contourner le problème de détection du courant motionnel masqué par le courant issu de la capacité de couplage direct.

Le Tableau VI-1 liste les principales préoccupations qui ont guidé la conception des dispositifs de filtrage fabriqués au cours de la thèse, soulevant les avantages et inconvénients de chaque objectif.

Objectifs de conception	Avantages	Inconvénients
Accroître le coefficient de qualité structurel Q	Diminution de la résistance motionnelle R_m = augmentation du courant motionnel I_m	Augmentation de l'amplitude de vibration à la résonance $X(\omega_0) \rightarrow$ risque de régime de non-linéarité mécanique + contact armatures des électrodes.
Diminution de la largeur de l'entrefer	Augmentation de l'efficacité de transduction η = augmentation du courant motionnel I_m = diminution de la résistance motionnelle R_m	Risque de contact mécanique avec les armatures des électrodes latérales. Diminution de la tension de « pull-in » et donc de l'efficacité de transduction maximale que l'on puisse atteindre.
Adaptation d'impédance	Diminution des pertes par insertion.	Réduction du coefficient de qualité du dispositif de filtrage en comparaison du coefficient de qualité intrinsèque au résonateur.
Diminution de la capacité de couplage directe en adaptant la géométrie des électrodes.	Détection optimisée du courant motionnel.	Diminution de l'efficacité de transduction η = augmentation du courant motionnel I_m = diminution de la résistance motionnelle R_m

Tableau VI-1: Résumé des objectifs de conception pour le filtrage électromécanique en hautes fréquences : avantages et corollaires.

En résumé, l'utilisation des résonateurs électromécaniques à transduction capacitive dans l'objectif d'une application de type filtrage est pénalisée par l'influence croissante du courant de couplage direct à mesure que la fréquence de fonctionnement augmente. Ainsi, un filtre électromécanique dans les radiofréquences ne peut être viable qu'à condition de recourir à une méthode de caractérisation indirecte s'appuyant sur la non-linéarité des transducteurs capacitifs, et / ou à une co-intégration avec un procédé CMOS pour permettre une intégration monolithique alliant fonction électromécanique et électronique de gain intégrée. Cependant, ces démarches impliquent une surface d'encombrement qui n'est plus limitée à l'ensemble

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

résonateur-électrodes. Une autre solution consiste à exciter le résonateur dans un mode de volume qui sous-tend, pour une fréquence centrale donnée, une taille accrue du résonateur comparativement à une excitation dans un mode de flexion. En effet, la sollicitation du résonateur dans un mode volumique permet l'éloignement des électrodes d'excitation et de détection l'une de l'autre et donc la réduction du courant de couplage direct.

VII Références Bibliographiques

- [Abdolvand +03] Reza Abdolvand, Gavin K. Ho, Ahmet Erbil, Farrokh Ayazi
Thermoelastic damping in trench-refilled polysilicon resonators,
Digest of Technical Papers, the 12th Int. Conf. on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems
(Transducers'03), Boston, USA, pp. 324-327, June 10-14, 2003.
- [Abidi 95] A. A. Abidi
Direct-conversion radio transceivers for digital communications,
IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 30, pp. 1399-1410, December 1995.
- [Adams 81] A.C. Adams, and C. D. Capio,
Planarization of phosphorus-doped silicon dioxide,
J.Electrochem.Soc., Vol. **128**, p. 423, 1981.
- [Agilent +02] Agilent Technologies, Inc.
Agilent ACPF-7001 High Rejection Tx Filter, for US PCS Band,
Note d'application 5988-6276EN, May 15, 2002.
- [Bannon +00] F. D. Bannon III, J. R. Clark, and Clark T.-C. Nguyen,
High-Q HF Microelectromechanical filters,
IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. **35**, No. 4, pp.512-526, April 2000.
- [Benton 92] J. L. Benton, B. E. Weir, D. J. Eaglesham, R.A. Gottscho, J. Michel, and L.C. Kimerling.
Measurement of defect profiles in reactive ion etched silicon,
Journal of Vacuum Science and Technology, B **10**, 1, pp.540-543, 1992
- [Bilic +01] D. Bilic,
Micromachined Resonators,
Ph.D. Dissertation, Dept. of Electrical Engineering and Computer Science, University of California at Berkeley,
2001.
- [Bishop 60] R.E.D. Bishop, and D.C. Johnson,
The Mechanics of Vibration,
Cambridge University Press, 1960, Reprint edition (June 1979).
- [Blom 92] F. R. Blom, S. Bouwstra, M. Elwenspoek, J.H. J. Fluitman,
Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry,
J. Vac. Sci. Technol. B **10**, No. 1, pp. 19-26, 1992.
- [Boswell 96] E. C. Boswell, S.E.Huq, M.Huang, P.D. Prewett, and P.R.Wilshaw,
Polycrystalline silicon field emitters,
J.Vac. Sci. Technol. B, Vol. **14**, No. 3, pp. 1910-1913, 1996.
- [Burtsev 98] A. Burtsev, Y. X. Li, H. W. Zeijl, and C.I.M. Beenakker.
An anisotropic U-shaped SF₆-based plasma silicon trench etching investigation,
Microelectronic Engineering, 40, pp. 85-97, 1998.
- [Bustillo 98] J. M. Bustillo, R. T. Howe, and R. S. Muller,
Surface Micromachining for Microelectromechanical Systems,
Proceedings of the IEEE, pp.1552-1574, August 1998.
- [Campo 95] A. Campo, Ch. Cardinaud, and G. Turban
Comparison of etching processes of silicon and germanium in SF₆-O₂ radio-frequency plasma,
Journal of Vacuum Science and Technology, B **13**, 2, pp. 235-241, 1995.
- [Candler +03] R. N. Candler, H. Li, M. Lutz, W.-T. Park, A. Partridge, G. Yama, and T. W. Kenny

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

Investigation of energy loss mechanisms in micromechanical resonators,
Digest of Technical Papers, the 12th Int. Conf. on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems
(Transducers'03), Boston, USA, pp. 332-335, June 10-14, 2003.

[Cao 99] J. Cao and C. T.-C. Nguyen,
Drive amplitude dependence of micromechanical resonator series motional resistance,
10th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Sendai, pp. 1826-1829, June 7-10, 1999.

[Celik +00] C. E. Celik, and A. Akay,
Dissipation in Solids : Thermal Oscillations of Atoms,
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 108, No. 1, pp. 184-191, Jul. 2000

[Chang 96] C. Y. Chang, and S. M. Sze,
ULSI Technology,
McGraw-Hill International Editions, 1996

[Cho 94] Y. H. Cho, A. P. Pisano, R. T. Howe.,
Viscous damping model for laterally oscillating microstructures,
J. Microelectromech. Syst., Vol. 3, No. 2, pp. 81-87, June 1994

[Clark +00] J. R. Clark, W.-T. Hsu, and C. T.-C. Nguyen,
High-Q VHF micromechanical contour-mode disk resonators,
Technical Digest, IEEE Int. Electron Devices Meeting, San Francisco, California, pp. 493-496, Dec. 11-13,
2000.

[Clark +01] J. R. Clark, W.-T. Hsu, and C. T.-C. Nguyen,
Measurement techniques for capacitively-transduced VHF-to-UHF micromechanical resonators,
Digest of Technical Papers, the 11th Int. Conf. on Solid-State Sensors & Actuators (Transducers'01), Munich,
Germany, pp. 1118-1121, June 10-14, 2001.

[Cleland 96] A. N. Cleland and M. L. Roukes
Fabrication of high frequency nanometer scale mechanical resonators from bulk Si crystals,
Applied Physics Letters, 69 (18), pp. 2653-2655, 28 October 1996.

[Cleland 98] A.N. Cleland and M.L. Roukes,
A Nanometer-Scale Mechanical Electrometer,
Nature, Vol. 392, pp. 160-162, March 1998.

[Cleland +02] A.N. Cleland, and M. L. Roukes
Noise processes in nanomechanical resonators,
J. Appl. Phys. 92 (5), pp. 2758-2769, September 1 2002.

[Cleland +03] A.N. Cleland
Foundations of Nanomechanics: from Solid-State Theory to Device Applications,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York, 2003.

[Dvorson +01] L. Dvorson, M. Ding, and A. I. Akinwande,
Analytical electrostatic model of silicon conical field emitters – Part I,
IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 48, No. 1, pp. 134-143, 2001.

[Evoy 99] S. Evoy, D. W. Carr, L. Sekaric, A. Olkhovets, J. M. Parpia, and H. G. Craighead,
Nanofabrication and electrostatic operation of single crystal silicon paddle oscillators,
J. Appl. Phys. 86, 6072 (1999).

[Fukuta 97] Y. Fukuta, D. Collard, T. Akiyama, E. H. Yang, and H. Fujita,
Microactuated self-assembling of 3D polysilicon structures with reshaping technology,
Proceedings of the 10th Int. Workshop on Micro Electro Mechanical System, Nagoya, Japan, pp. 447-481, 1997.

[French 97] P. J. French, P. M. Sarro, R. Mollé, E.J.M. Fakkeldij, and R.F. Wolffenbuttel,

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

Optimization of a low-stress silicon nitride process for surface micromachining applications,
Sensors and Actuators A, **58**, pp. 149-157, 1997.

[Galayko +02 a)] D. Galayko, A. Kaiser, B. Legrand, D. Collard, L. Buchailot, and C. Combi.
High-frequency high-Q micromechanical resonator in thick epi-poly technology with post-process gap adjustment,
Technical Digest, 15th Int. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Conference, Las Vegas, USA, pp. 665-668, 2002.

[Galayko +02 b)] D. Galayko,
Filtres microélectromécaniques micro-usinés en polysilicium couche épaisse et leur application au filtrage en fréquence intermédiaire,
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, décembre 2002.

[Geiger 99] W. Geiger, J. Merz, T. Fisher, B. Folkmer, H. Sandmaier, and W. Lang,
The Silicon Angular Rate Sensor System MARS-RR,
Transducers '99, pp.1578-1581, June 1999.

[Geist 97] B. Geist, and J. R. McLaughlin,
Double Eigenvalues for the Uniform Timoshenko Beam,
Appl. Math. Lett. Vol. 10, No. 3, pp. 129-134, 1997

[Geist 98] B. Geist, and J. R. McLaughlin,
Eigenvalue formulas for the uniform timoshenko beam : the free-free problem,
Electronic research announcements of the american mathematical society, Vol. 4, pp. 12-17, March 1998.

[Géradin 93] M. Géradin, and D. Rixen,
Théorie des vibrations : Application à la dynamique des structures,
MASSON, Paris, 1993

[Gilbert 68] B. Gilbert,
A precision four-quadrant multiplier with subnanosecond response,
IEEE J. of Solid State Circuits, vol. SC-3, pp. 353-365, dec. 1968.

[Greywall 99] Dennis S Greywall,
Micromechanical RF filters excited by the Lorentz force,
J.Micromech. Microeng., pp.78-84, 1999.

[Gottscho 92] R. A. Gottscho, C. W. Jurgensen, and D. J. Vitkavage
Microscopic uniformity in plasma etching,
Journal of Vacuum Science and Technology, B 10, 5, pp.2133-2147, 1992

[Grigoriev 97] I. S. Grigoriev and E. Z. Meilikhov,
Handbook of Physical Quantities,
CRC Press, 1997.

[Hirano 92] T. Hirano, T. Furuhashi, K.J. Gabriel, and H. Fujita,
Design, Fabrication and Operation of submicron Gap Comb-Drive Micro-Actuator,
J. Microelectromech. Syst., Vol. 1, p. 52-59, 1992.

[Hosaka 95] H. Hosaka, K. Itao, and S. Kuroda,
Damping characteristics of beam-shaped micro oscillators,
Sens. and Actuators A 49, 87-95, 1995.

[Hsiao 98] R. Hsiao, and J. Carr,
Si/SiO₂ etching in high density SF₆/CHF₃/O₂ plasma,
Materials Science and Engineering, B 52, pp. 63-77, 1998.

[Hsu +01] W. -T. Hsu, J. R. Clark, and C. T. -C. Nguyen,
Q-optimized lateral free-free beam micromechanical resonators,

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

Digest of Technical Papers, the 11th Int. Conf. on Solid-State Sensors & Actuators (Transducers'01), Munich, Germany, pp. 1110-1113, June 10-14, 2001.

[Huang 88] P.H. Huang,
Surface acoustic wave microsensors using diffused substrates
IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 35, No. 6, pp.744-749, June 1988

[Huang 93] Z. Huang, N. E. Mcgruer, and K. Warner,
200nm Gated Field Emitters,
IEEE Electron Device Lett., 14, No. 3, pp.121-122, 1993.

[Huang +03] X.M.H. Huang, M. K. Prakash, C.A. Zorman, M. Mehregany, and M.L. Roukes,
Free-free beam silicon carbide nanomechanical resonators,
Digest of Technical Papers, the 12th Int. Conf. on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (Transducers'03), Boston, USA, pp. 342-343, June 10-14, 2003.

[Huq 95] S. E. Huq, L. Chen, and P. D. Prewett,
Fabrication of sub-10nm silicon tips: A new approach,
J. Vac. Sci. Technol. B, 13, No.6, pp. 2718-2721 (1995).

[Huq 97] S. E. Huq, G. H. Grayer, and P. D. Prewett,
Comparative study of gated single crystal silicon and polysilicon filed emitters,
J. Vac. Sci. Technol. B, 15, No.6, pp.2855-2858, Nov/Dec 1997.

[Huq 98] S. E. Huq, G.H. Grayer, S.W. Moon, and P. D. Prewett,
Fabrication and characterisation of ultra sharp silicon field emitters,
Mat. Sci. & Technol. Engineering B, 51, pp. 150-153 (1998).

[Intersil 98] Intersil Corporation
HFA3101, Gilbert Cell Multiplier, Ultra High Frequency,
Note d'application 3663.4, September 1998.

[Jackson 96] K. A. Jackson
Processing of Semiconductors,
Materials Science and Technology; n°16, ed. by K. A. Jackson, Weinheim: VCH Publishers, 1996.

[Jansen 95a] H. Jansen, M. de Boer, R. Legtenberg, and M.C. Elwenspoek,
The black silicon method : a universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control,
J. Micromech. Microeng., 5, pp. 115-120, 1995.

[Jansen 95b] H.V. Jansen, M.J. de Boer, J. Burger, R. Legtenberg, and M.C. Elwenspoek,
The black silicon method II: The effect of mask material and loading on the reactive ion etching of deep silicon trenches,
Microelec. Engineering 27, pp. 475-480, 1995.

[Jansen 95c] H.V. Jansen, M.J. de Boer, and M.C. Elwenspoek,
The black silicon method IV: The fabrication of three dimensional structures in silicon with high aspect ratios for scanning probe microscopy and other applications,
Proc. IEEE Micro Elec. Mech. Sys. 1995, A'dam, Netherlands, pp. 88-93, 1995.

[Jansen 95d] H.V. Jansen, M.J. de Boer, and M.C. Elwenspoek,
The black silicon method V: a study of the fabrication of movable structures for micromechanical systems,
Proc. Eighth Int. Conf. Solid State Sens. Act. Transducers '95 and Eurosensors IX, pp.565-568, 1995.

[Jansen 96a] H. Jansen, H. Gardeniers, M.de Boer, M.C. Elwenspoek, and J. Fluitman
A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology,
J. Electrochem.Soc., Vol. 142, No. 6, pp. 14-28, June 1996.



Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

[Jansen 96b] H.V. Jansen, M.J. de Boer, R. Wiegerink, N.R. Tas, E.J.T. Smulders, C. Neagu, and M.C. Elwenspoek,
RIE lag in high aspect ratio trench etching of silicon,
Int. Conf. Micro and Nano Engineering 1996, Glasgow, UK, 1996.

[Jansen 96c] H.V. Jansen, M.J. de Boer, and M.C. Elwenspoek,
The black silicon method VI: High aspect ratio trench etching for MEMS applications,
Proc. Ninth Ann. Int. Workshop Micro Elec. Mech. Systems, San Diego, Cal., USA, pp250-257, 1996.

[Jimbo 68] Y. Jimbo, and K. Itao,
Energy loss of a cantilever vibrator,
Journal of the Horological Institute of Japan, **47**, pp. 1-15, 1968.

[Johnson 83] R. A. Johnson
Mechanical Filters in Electronics,
New-York: Wiley, 1983

[Kao 87] D-B. Kao, J. P. McVittie, W. D. Nix, and K. C. Saraswat,
Two-Dimensional Thermal Oxidation of Silicon – I. Experiments,
IEEE Trans. Electron Devices, **34**, No. 5, pp. 1008-1017, 1987.

[Kokubun 87] K. Kokubun, M. Hirata, M. Ono, H. Murakini, and Y. Toda,
Journal of Vacuum Science and Technology, A **5**, p.2450, 1987

[Lakin 99] K. M. Lakin,
Thin film resonators and filters,
Proceedings of 1999 IEEE Ultrasonics Symposium, vol. 2, pp. 895-906, 1999

[Landau 63] L. D. Landau and E. M. Lifshitz,
Fluid Mechanics,
Course of Theoretical Physics, Vol. 6, 2nd Ed., Pergamon, Oxford, pp. 88-96, 1963

[Legrand +02] B. Legrand, E. Quévy, B. Stefanelli, D. Collard, and L. Buchaillet
Vacuum and Cryogenic station for Micro-electro-Mechanical Systems probing and testing,
Journal of Scientific Instrumentation, Vol. **73**, No. 12, pp. 4393-4395, Dec. +02.

[Legtenberg 95] R. Legtenberg, H. Jansen, M.de Boer, and M.C. Elwenspoek,
Anisotropic Reactive Ion Etching of Silicon using SF₆/O₂/CHF₃ Gas Mixtures,
J.Electrochem.Soc., Vol. **142**, No. 6, pp. 2020-2028, June 1995.

[Lifshitz +00] R. Lifshitz, and M. L. Roukes
Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems,
Phys. Rev. B. **61** (8), pp. 5600-5609, February 15 2000.

[Lin 98] L. Lin, R. T. Howe, and A. P. Pisano,
Microelectromechanical Filters for Signal Processing,
J. Microelectromech. Syst., Vol. 7, No. 3, pp. 286-294, September 1998.

[Liu 93] H. I. Liu, D. K. Biegelsen, N. M. Johnson, F. A. Ponce, and R. F. W. Pease,
Self-limiting oxidation of Si nanowires,
Journal of Vacuum Science and Technology, B **11**, 6, pp.2532-2537, 1993

[Liu 94] H. I. Liu, D. K. Biegelsen, N. M. Johnson, F. A. Ponce, and R. F. W. Pease,
Self-limiting oxidation for fabricating sub-5nm silicon nanowires,
Appl. Phys. Letters, **64**, No. 11, pp. 1383-1385 (1994).

[Loke +02] Y.C. Loke, and K. M. Liew,
VHF enhancement of micromechanical resonator via structural modification,
Sensors and Actuators A, **96**, pp. 67-77, 2002.

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

- [Los Santos 99] H. J. De Los Santos
Introduction to Microelectromechanical (MEM) Microwave Systems,
Artech House, Boston, 1999
- [Madou +02] M. J. Madou
Fundamentals of MICROFABRICATION : The Science of Miniaturization, Second Edition,
CRC PRESS New York, 2002.
- [Marguerre 79] K. Marguerre, H. Wölfel, and A. Aan den Rijn,
Mechanics of Vibration,
Sijthoff & Noordhoff, The Netherlands, 1979.
- [Masson 65] W. P. Masson,
Effect of impurity and phonon processes on ultrasonic attenuation,
Physical Acoustics :Principles and Methods, chapter 5, pp. 201-234. Academic Press, New York, 1965
- [Mattila +02] T. Mattila, J. Kiihamäki, T. Lamminmäki, O. Jaakoola, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppä, H. Kattelus, and I. Tittonen,
A 12 MHz bulk acoustic micromechanical resonator,
Sensors and Actuators A, 101, pp. 1-9, 2002.
- [Mcgruer 91] N. E. Mcgruer, K. Warner, P. Singhal, J. J. Gu, and C. Chan,
Oxidation-Sharpener Gated Field Emitter Array Process,
IEEE Trans. Electron Devices, **38**, No. 10, pp.2389-2391, 1991.
- [McLachlan 51] N. W. McLachlan
Theory of vibrations,
Dover Publications Inc. New York, 1951.
- [Mohanty +02] P. Mohanty, D. A. Harrington, K. L. Ekinci, Y. T. Yang, M. J. Murphy, and M. L. Roukes
Intrinsic dissipation in high-frequency micromechanical resonators,
Phys. Rev. B, Vol. **66**, pp. 85416-85430, 2002.
- [Moreau 96] D. Moreau, R. Baptist, et L. Peccoud
Procédés de fabrication de micropointes en silicium,
Le VIDE, No. 282, pp. 463-477, Oct-Nov-Dec 1996.
- [Nathanson 67] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom, and J. Ransford Davis Jr.,
The Resonant Gate Transistor,
IEEE Trans. on Electron Devices, pp. 117-133, March 1967.
- [Nguyen 92] N. M. Nguyen, and R. G. Meyer,
A 1.8-GHz Monolithic LC Voltage-Controlled Oscillator,
IEEE J. of Solid-state Circuits, Vol. 27, No. 3, March 1992.
- [Nguyen 94] C. T.-C. Nguyen,
Micromechanical Signal Processors,
Ph.D. Dissertation, Dept. of Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California at Berkeley,
December 1994.
- [Nguyen 98] Clark T.-C. Nguyen, Linda P.B. Katehi, and Gabriel M.Rebeiz,
Micromachined Devices For Wireless Communications,
Proceedings of The IEEE, Vol. 86, pp.1756-1768, August 1998.
- [Nguyen 99 a)] Clark T.-C. Nguyen,
Frequency-Selective MEMS for Miniaturized Low-Power Communication Devices,
IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, pp.1486-1503, August 1999.
- [Nguyen 99 b)] Clark T.-C. Nguyen, and Roger T.Howe,
An Integrated CMOS Micromechanical Resonator High-Q Oscillator,

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

IEEE J. Solid-State Circuits, pp.440-455, April 1999.

[Nicu 99] L. Nicu, and C. Bergaud,
Experimental and theoretical investigations on nonlinear resonances of composite buckled microbridges,
J. Applied Physics, vol. **86**, No. 10, pp. 5835–5840, 1999.

[Nicu +00] L. Nicu,
Études théoriques et expérimentales du comportement mécanique de microstructures de type levier ou pont. Applications à la mesure de la viscosité de liquides et à la caractérisation électrique de nanostructures.
Manuscrit de thèse, Université Paul Sabatier – Toulouse III, Octobre 2000.

[Olkhovets +00] A. Olkhovets, S. Evoy, D. W. Carr, J. M. Parpia, and H.G. Craighead,
Actuation and internal friction of torsional nanomechanical silicon resonators,
J. Vac. Sci. Technol B, **18**, 3549 (2000).

[Osterberg 97] P. M. Osterberg and S. D. Senturia,
M-TEST: A Test Chip for MEMS Material Property Measurement Using Electrostatically Actuated Test Structures,
J. Of Microelectromech. Syst., Vol. 6, No. 2, pp 107-118, June 1997

[Ouziaux 98] R. Ouziaux, et J. Perrier
Mécanique des fluides appliquée : cours et exercices,
Ed. Dunod, 3^{ième} édition, Mars 1998.

[Petersen 97] K. E. Petersen,
Silicon as a mechanical material,
published in “Micromechanics and MEMS”, Ed. W.S. Trimmer, IEEE press, New York, p. 59, 1997.

[Piazza +03] G. Piazza, R. Abdolvand, and F. Ayazi,
Voltage-tunable piezoelectrically-transduced single crystal silicon resonators on SOI substrate,
Technical Digest, 16th Int. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Conference, Kyoto, Japan, pp. 149-152, 2003.

[Pruessner +03] M. W. Pruessner, T. T. King, D. P. Kelly, R. Grover, L. C. Calhoun, and R. Ghodssi,
Mechanical property measurement of InP-based MEMS for optical communications,
Sensors and Actuators A **105**, pp. 190-200, 2003

[Quévy +02] E. Quévy,
Élaboration et caractérisation de technologies microsystèmes avancées : structures d'actionnement tridimensionnelles et résonateurs électromécaniques à entrefer latéral nanométrique,
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, décembre 2002.

[Quévy +03] E. Quévy, B. Legrand, D. Collard, and L. Buchaillet,
Ultimate technology for micromachining of nanometric gap high frequency microresonators,
Technical Digest, 16th Int. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Conference, Kyoto, Japan, pp. 157-160, Janvier 2003.

[Rakhshandehroo 97] M. R. Rakhshandehroo, and S. W. Pang,
Field emission from gated Si emitter tips with precise gate-tip spacing, gate diameter, tip sharpness and tip protrusion,
J. Vac. Sci. Technol. B, **15**, No.6, pp.2777-2781, Nov/Dec 1997.

[Roukes +01] M. L. Roukes
Nanoelectromechanical systems face the future,
Phys World Magazine Vol. 14 (2), pp. 25-31, February 2001.

[Ruby 96] R. Ruby,
Micromachined Cellular Filters,
In 1996 IEEE MTT-S Digest, pp. 1149–1152, 1996.

[Rudell 97] J. C. Rudell, J.-J. Ou, T. B. Cho, G. Chien, F. Brianti, J. A. Weldon, and P. R. Gray

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

A 1.9-GHz wide-band IF double conversion CMOS receiver for cordless telephone applications
IEEE J. Solid-State Circuits, vol.32, pp. 2071–2088, December 1997.

[Schwab +02] K. Schwab,
Spring constant and damping constant tuning of nanomechanical resonators using a single-electron transistor
Applied Physics Letters, 80 (7), pp. 1276-1278, 18 February 2002.

[Senturia +01] S. D. Senturia,
MICROSYSTEM DESIGN,
Kluwer academic publishers, Boston, 2001.

[Shenai 92] K. Shenai
Optimized Trench MOSFET Technologies for Power Devices
IEEE Trans. On Electron. Devices, vol. 39, No. 6, pp. 1435-1443, June 1992.

[Shenai 93] K. Shenai
A Novel Trench Planarization Technique Using Polysilicon Refill, Polysilicon Oxidation and Oxide Etchback
IEEE Trans. On Electron. Devices, vol. 40, No. 2, pp. 459-463, February 1993.

[Shen 96] D. H. Shen, C.-M. Hwang, B. B. Lusignan, and B. A. Wooley
A 900-MHz RF front-end with integrated discrete-time filtering
IEEE J.Solid-State Circuits, vol. 31, pp. 1945–1954, December 1996.

[Shi 96] Y. Shi, J. L. Liu, F. Wang, Y. Lu, R. Zhang, S. L. Gu, P. Han, L. Q. Hu, Y. D. Zheng, C. Y. Lin, and D. A. Du
Ultrafine silicon quantum wires fabricated by selective chemical etching and thermal oxidation,
Journal of Vacuum Science and Technology, A 14, 3, pp.1194-1198, 1996

[Srikan +03] V. T. Srikan and S. M. Spearing,
Materials Selection in Micromechanical Design: An Application of the Ashby Approach,
J. Microelectromech. Syst., Vol. 12, No. 1, pp. 3-10, February 2003.

[Stemme 91] G. Stemme
Resonant silicon sensors,
J. Micromech. Microeng., 1, pp. 113-125, 1991

[Sze 88] S. M. Sze,
VLSI Technology : 2nd Edition,
New Jersey: McGraw-Hill International Editions, 1988

[Tang 89] W. C. Tang, T.-C. H. Nguyen, and R. T. Howe,
Laterally driven polysilicon resonant microstructures,
Proceedings IEEE Micro Electro Mechanical Systems Conference, pp. 53-59, 1989.

[Tabata 90] O. Tabata, S. Sugiyama, and M. Takigawa,
Control of internal stress and Young's modulus of Si₃N₄ and polycrystalline Si using the ion implantation technique,
Applied Physics Letters, vol.56, pp. 1314–1316, 1990.

[Tang 90] W. C. Tang, T. C. Nguyen, M. W. Judy, and R. T. Howe,
Electrostatic-comb drive of lateral polysilicon resonators,
Sens. Actuators A-Physical, vol. 21, pp. 328–331, 1990.

[Tang 92] W. C. Tang, M. G. Lim, and R. T. Howe,
Electrostatic comb drive levitation and control method,
IEEE J. Microelectromech. Syst., vol. 1, pp. 170–178, 1992.

[Tilmans 94] H. A. C. Tilmans and R. Legtenberg
Electrostatically driven vacuum encapsulated polysilicon resonators; part II—theory and performance,
Sensors Actuators A, 45, pp 67–84, 1994

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

- [Tilmans 96] H. A. C. Tilmans
Equivalent circuit representation of electromechanical transducers—part I: lumped-parameter Systems,
J. Micromech. Microeng. **6**, pp. 157–76, 1996
- [Tilmans 97] H. A. C. Tilmans
Equivalent circuit representation of electromechanical transducers: II. Distributed-parameter systems,
J. Micromech. Microeng. **7**, pp. 285-309, 1997.
- [Tilmans +03] H. A. C. Tilmans, W. D. Raedt, and E. Beyne,
MEMS for wireless communications: 'from RF-MEMS components to RF-MEMS-SiP',
J. Micromech. Microeng., **13**, pp. 139-163, June 2003
- [Tomikawa 82] Y. Tomikawa, S. Oyama, and M. Konno,
A Quartz crystal tuning fork with modified bandwidth for a high quality factor : finite element analysis and experiments,
IEEE Trans. On Sonics and Ultrasonics, No. 6, pp. 217-223, July 1982.
- [Twente web] <http://www.el.utwente.nl/tdm/mmd/projects/rie/>
- [Veendrick 98] H. Veendrick,
Deep-Submicron CMOS ICs
Deventer: Kluwer, BedrijfsInformatie, 1998.
- [Vig 99] J. R. Vig, and Y. Kim,
Noise in Microelectromechanical System Resonators,
IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics, and frequency control, Vol. **46**, No. 6, pp. 1558-1565, Nov. 1999.
- [Vignola +02] J. F. Vignola, X. Liu, S. F. Morse, B. H. Houston, J. A. Bucaro, M. H. Marcus, D. M. Photiadis,
and L. Sekaric,
Characterization of silicon micro-oscillators by scanning laser vibrometry,
Rev. Of Scientific Instruments, **73**, No. 10, pp. 3584-3588, October 2002.
- [Wang 97] K. Wang, F. D. Bannon III, J. R. Clark, and C. T.-C. Nguyen,
Q-enhancement of micromechanical filters via low-velocity spring coupling,
Proceedings, 1997 IEEE International Ultrasonics Symposium, Toronto, Ontario, Canada, pp. 323-327, Oct. 5-8,
1997.
- [Wang 97 bis] K. Wang, A.-C. Wong, W.-T. Hsu, and C. T.-C. Nguyen,
Frequency-trimming and Q-factor enhancement of micromechanical resonators via localized filament annealing,
Digest of Technical Papers, 1997 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Chicago,
Illinois, pp. 109-112, June 16-19, 1997.
- [Wang 99] K. Wang, A.-C. Wong, and C. T.-C. Nguyen,
High-Order Medium Frequency Micromechanical Electronic Filters,
J. Microelectromech. Syst., Vol. **8**, No. 4, pp. 534-557, December 1999.
- [Wang +00] K. Wang, A.-C. Wong, and C. T.-C. Nguyen,
VHF Free-Free Beam High-Q Micromechanical Resonators,
J. Microelectromech. Syst., Vol. **9**, No. 3, pp. 347-360, September 2000.
- [Weaver 90] W. Weaver, S. Timoshenko, and D. H. Young,
Vibration problems in Engineering,
Interscience; 5th edition, January 1990.
- [Weigold 99] J. W. Weigold, A.-C. Wong, C. T.-C. Nguyen, and S. W. Pang
A Merged Process for Thick Single-Crystal Si Resonators and BiCMOS Circuitry,
J. Microelectromech. Syst., Vol. **8**, No. 3, pp. 221-228, September 1999.

Chapitre 1 - Conception et Réalisation de Nano-Résonateurs Électromécaniques pour le filtrage RF.

[Weinert +01] A. Weinert, and G. I. Andersson,
High resolution resonant double gate transistor for oscillating structures,
Sensors and Actuators A, 90, pp. 20-30, 2001.

[Wong 99] A.-C. Wong, J. R. Clark, and C. T.-C. Nguyen,
Anneal-activated, tunable, 68 MHz micromechanical filters,
Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Sendai, Japan, pp. 1390-1393, June 7-10 1999.

[Woodson 68] H. H. Woodson and J. R. Melcher
Electromechanical Dynamics parts I-III,
New York: Wiley, 1968

[Yang +01] Y. T. Yang, K. L. Ekinci, X. M. H. Huang, L. M. Schiavone, M. L. Roukes, C. A. Zorman and M. Mehregany
Monocrystalline silicon carbide nanoelectromechanical systems,
Applied Physics Letters, vol. 78, Number 2, pp. 162-164, 8 January 2001.

[Yazdi 98] N. Yazdi, F. Salián, and K. Najafi,
Micromachined Inertial Sensors,
Proceedings of IEEE, pp. 1640-1659, August 1998.

Modélisation de l’oxydation thermique de pointes en silicium

I	Introduction	108
II	Modélisation de l’oxydation thermique	109
	II.1 Modèle de Deal et Grove	109
	II.2 Limites du modèle de Deal et Grove.	113
III	Modélisation de l’effilage de piliers de silicium par oxydation thermique.....	116
	III.1 Approche du modèle.....	116
	III.2 Intégration des effets des contraintes mécaniques.....	116
	III.3 Modélisation bidimensionnelle de l’oxydation dans le cas d’une structure cylindrique.....	119
	III.4 Résolution numérique du modèle.....	121
	III.5 Simulation de référence et influence des différents paramètres du modèle sur le mécanisme d’effilage	123
	III.6 Limites du modèle.....	127
IV	Calibration et validation expérimentale du modèle	128
	IV.1 Calibration à 1100°C	129
	IV.2 Calibration à 1000°C	129
	IV.3 Résumé des paramètres de calibration à 1000°C	130
	IV.4 Validation du modèle pour une température de 1100°C.....	131
V	Références bibliographiques	133

I Introduction

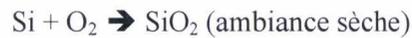
Les pointes de silicium suscitent un intérêt croissant au sein de la communauté scientifique impliquée dans le domaine de la physique. En effet, celles-ci sont intégrées dans des dispositifs aux finalités extrêmement variées. Cela va des sources émettrices dans les dispositifs à émission par effet de champ pour les écrans plats [Mcgruer 91, Busta 92, Huq 95, 98 a & b, Rakhshandehroo 98, Rangelow +01], aux sondes pour la microscopie à force atomique [Folch 97, Grow +02], et la microscopie à effet tunnel [Toshiyoshi 99], en passant par les têtes de lecture, écriture, et déstockage pour les dispositifs de stockage nanomécanique [Binnig 99], et enfin les micro-aiguilles pour l'insertion de gènes dans les cellules [Jansen 95]. L'un des objectifs poursuivis par ces travaux, demeure l'obtention de pointes suffisamment effilées à leur apex [Marcus 90]. Une solution technologique souvent retenue, consiste à réaliser un ou plusieurs cycles d'oxydation thermique et désoxydation sur des piliers de silicium. En effet, de par sa dépendance aux contraintes mécaniques et au rayon de courbure local de la surface de silicium, l'oxydation thermique va permettre d'affiner les piliers pour obtenir des pointes avec des rayons de courbure à l'apex de l'ordre du nanomètre [Ravi 91]. Il est donc important d'en appréhender le principe dans le souci de fabriquer un filtre nano-électromécanique [Buchailot +00] employant l'extrémité d'une nanopointe de silicium comme partie vibrante (cf. chapitre 1). En effet, les fréquences de fonctionnement visées (de l'ordre du GHz) nécessitent des pointes suffisamment effilées, et donc le recours à une oxydation thermique lors de leur fabrication.

De nombreux outils de simulations numériques de procédés technologiques basés sur la méthode des éléments finis, ont été développés jusqu'à ce jour. Parmi les plus avancés, on peut citer TSUPREM IV (Stanford) [Plummer 93], CREEP (Berkeley) [Pinto 93], DIOS-ISE [ISE 98, Zelenka +01] et IMPACT-4 (ISEN et IEMN) [Collard 87]. Ces outils permettent de prendre en compte des structures complexes multicouches, et modélisent avec précision les procédés de dépôt, lithographie, gravure, diffusion, et oxydation. Ainsi, une étude préalable à celle qui fait l'objet de ce chapitre a consisté en la simulation du procédé d'oxydation thermique de pointes coniques, grâce à IMPACT-4 [Collard 87, Baccus 89, 98, Senez +01] qui traite la simulation numérique de l'oxydation par la méthode des éléments finis (traitement bidimensionnel). Malheureusement, ce logiciel, comme les autres simulateurs de technologie, ne permet pas de traiter avec suffisamment de précision l'évolution spatiale de la topologie particulière des pointes durant l'oxydation. En effet, un maillage extrêmement fin est indispensable dans la zone de l'apex, ce qui est incompatible avec les méthodes numériques utilisées (temps de calcul, recouvrements de domaines).

Ce chapitre propose un modèle analytique du mécanisme d'oxydation thermique et d'effilage de piliers en silicium, constituant une solution alternative aux problèmes de convergence rencontrés lors de l'utilisation d'un logiciel de simulation par éléments finis. Partant du profil initial des piliers de silicium, ce modèle permet de prévoir pour une température et une durée d'oxydation données, le profil final des pointes obtenues à l'issue du procédé d'oxydation. Dans le cadre de ce travail, ce modèle a été validé pour une ambiance d'oxydation sèche, et des températures de 1000 et 1100 °C. Cette étude peut être aisément étendue pour d'autres conditions oxydantes, pour lesquelles la silice a un comportement visqueux.

II Modélisation de l'oxydation thermique

En présence d'agents oxydants (H_2O , O_2 , ...), le silicium s'oxyde et une couche de SiO_2 est créée en surface. Selon que les agents oxydants correspondent à des agents hydroxyles (-OH) ou à l'oxygène, on parlera d'oxydation humide ou sèche. On rappelle ci-dessous les réactions chimiques dans les deux cas :



La vitesse de croissance de l'oxyde est d'autant plus rapide que la température d'oxydation est élevée ; même à température ambiante, une surface de silicium s'oxyde naturellement (on parlera d'oxyde natif : dont l'épaisseur est de l'ordre de 2 nm).

II.1 Modèle de Deal et Grove

Deal et Grove [Deal 65] ont développé dans les années 1960 un modèle décrivant l'oxydation thermique du silicium pour une configuration géométrique unidimensionnelle. Ce modèle rend bien compte de la cinétique d'oxydation pour des épaisseurs d'oxyde comprises entre 30nm et 2 μ m, et des températures d'oxydations entre 700 °C et 1300 °C.

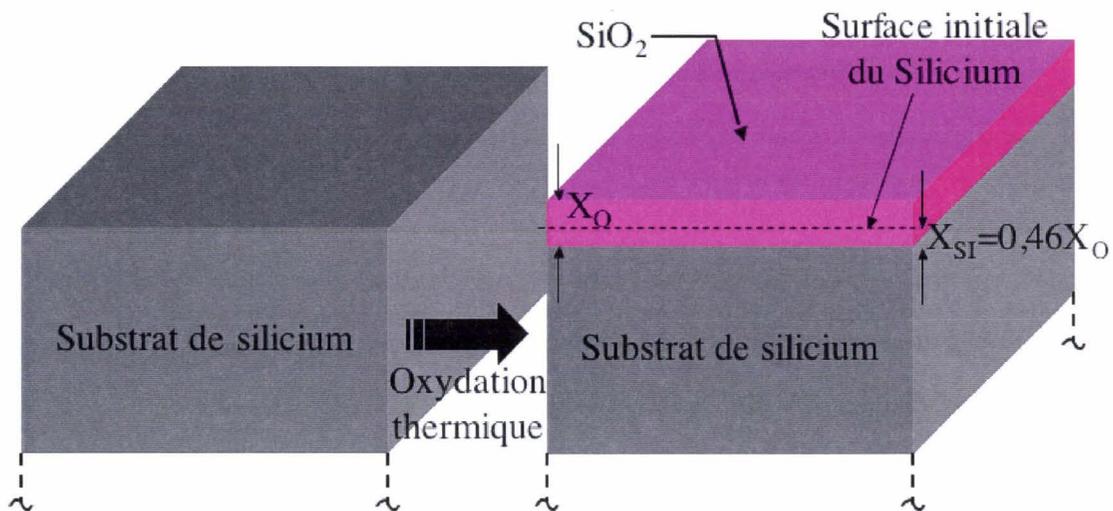


Figure II-1: Illustration de la consommation de silicium induite lors de la croissance d'oxyde thermique.

Le modèle proposé par Deal et Grove est basé sur les résultats de Jorgensen [Jorgensen 62], confirmés plus tard par Han et Helms [Han 87]. Ceux-ci ont montré qu'en présence de SiO_2 à la surface du silicium, pour que la réaction d'oxydation puisse de nouveau s'opérer, il faut que les agents oxydants diffusent à travers la couche d'oxyde existante vers l'interface Si/ SiO_2 . Ensuite, une réaction chimique, caractérisée par un coefficient de réaction, a lieu à l'interface. Cette réaction se traduit par la conversion d'un volume V_{Si} de silicium en

un volume V_{SiO_2} , de SiO_2 de sorte que $V_{SiO_2} = 2,25 \times V_{Si}$. Un nouveau film d'oxyde est ainsi créé et la dilatation volumique repousse l'ancienne couche vers la surface.

La cinétique d'oxydation est ainsi gouvernée par l'égalité de trois flux, traduisant le transport, la diffusion et la réaction des agents oxydants. Ces flux sont illustrés sur la Figure II-2.

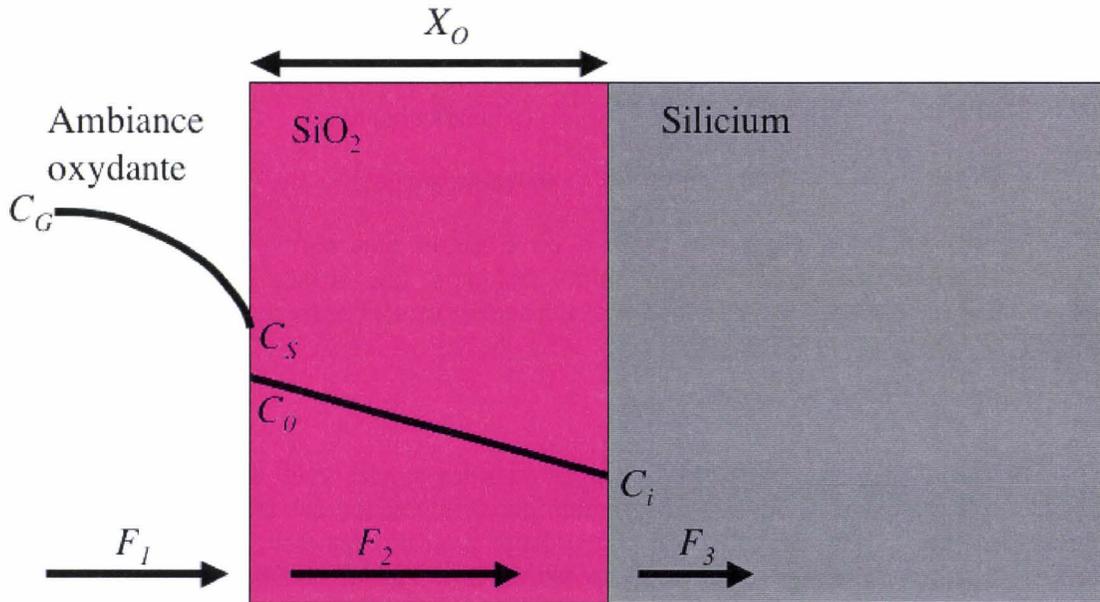


Figure II-2: Illustration du processus d'oxydation du silicium dans le modèle unidimensionnel proposé par Deal et Grove [Deal 65].

Le transport des agents oxydants du gaz vers la surface extérieure de l'oxyde est régi par :

$$F_1 = h(C^* - C_0), \quad \text{Équation II-1}$$

où C^* désigne la concentration d'équilibre dans l'oxyde (solubilité), C_0 la concentration à la surface de l'oxyde et h le coefficient de transfert de masse.

Le flux de diffusion des oxydants à travers l'oxyde s'exprime quant à lui avec la première loi de Fick :

$$F_2 = -D_{OX} \frac{\partial C(x)}{\partial x}, \quad \text{Équation II-2}$$

où D_{OX} est le coefficient de diffusion effectif (fonction de la température et l'ambiance d'oxydation), et $C(x)$ la concentration des oxydants à la distance x de l'interface SiO_2 / gaz.

Enfin, le flux de réaction à l'interface Si/ SiO_2 est gouverné par la relation suivante :

$$F_3 = k_{Si} C_i, \quad \text{Équation II-3}$$

où k_{Si} et C_i désignent respectivement la constante de réaction et la concentration des oxydants à l'interface. k_{Si} dépend de plusieurs paramètres : l'ambiance et la température d'oxydation, l'orientation cristalline et le dopage du silicium.

La vitesse de croissance de l'oxyde à l'interface Si/ SiO₂ se met sous la forme :

$$\frac{\partial X_O}{\partial t} = \frac{k_{Si}C_i}{N}, \quad \text{Équation II-4}$$

où X_O est l'épaisseur d'oxyde, et N le nombre de molécules d'agents oxydants nécessaire à la formation d'un volume unitaire d'oxyde. N dépend de l'ambiance de l'oxydation ($2,25 \times 10^{22}$ at / cm⁻³ pour une oxydation sèche, et $4,4 \times 10^{22}$ at / cm⁻³ pour une oxydation humide).

En équilibrant les trois flux $F_1=F_2=F_3$, nous obtenons le modèle linéaire-parabolique de Deal et Grove, permettant de calculer l'épaisseur d'oxyde X_O obtenue après un temps d'oxydation t :

$$X_O(t) = \frac{A}{2} \left\{ \sqrt{1 + \frac{4B(t+\tau)}{A^2}} - 1 \right\}, \quad \text{Équation II-5}$$

où B/A et A désignent respectivement les constantes linéaires et paraboliques et τ correspond à un décalage temporel dont la valeur est déterminée par l'épaisseur initiale d'oxyde X_i . Ces trois grandeurs sont définies par les équations :

$$B = \frac{2D_{Ox}C^*}{N}, \quad \text{Équation II-6}$$

$$\frac{B}{A} = \frac{C^*}{N(1/k_{Si} + 1/h)} \approx \frac{k_{Si}C^*}{N}, \quad \text{Équation II-7}$$

$$\tau = \frac{(X_i^2 + AX_i)}{B}, \quad \text{Équation II-8}$$

L'équation de $X_O(t)$ peut être simplifiée pour des valeurs extrêmes d'épaisseur de l'oxyde, et donc du temps d'oxydation. Il est ainsi montré que deux régimes d'oxydation subsistent : un régime contrôlé par la vitesse de réaction à l'interface (régime linéaire), et un régime contrôlé par le transport des agents oxydants (régime parabolique).

Le régime linéaire est caractéristique des temps d'oxydation courts, à savoir lorsque $(t+\tau) \ll A^2/4B$. Dans ce cas, l'expression de $X_O(t)$ devient :

$$X_O(t) = \frac{B}{A}(t+\tau), \quad \text{Équation II-9}$$

À l'inverse, le régime parabolique est propre aux temps d'oxydation longs, lorsque $t \gg A^2/4B$, et $t \gg \tau$. On obtient alors :

$$X_O(t) = \sqrt{Bt}, \quad \text{Équation II-10}$$

En fonction du modèle proposé ci-dessus, des études expérimentales ont été menées afin de calibrer les valeurs des constantes linéaires et paraboliques pour une grande gamme de températures d'oxydation, et de pression (0,1-1 atm), en ambiance sèche [Massoud 85 a)] et humide (800-1200 °C), et pour différentes orientations cristallines du substrat. On donne ci-dessous les relations obtenues par interpolation, et décrivant le comportement des constantes linéaires et paraboliques sous la forme d'expressions d'Arrhenius. Ces formules seront utilisées par la suite pour calculer les deux constantes dans cette étude.

Oxydation humide.	Oxydation sèche. [Massoud 85 a)]
$\frac{B}{A} = \begin{cases} 2.06E^{+04} \cdot \exp(-1.6eV/k_B T)(100) \\ 3.45E^{+04} \cdot \exp(-1.6eV/k_B T)(111) \\ 2.87E^{+04} \cdot \exp(-1.6eV/k_B T)(110) \end{cases}, T < 900^\circ\text{C}$	$\frac{B}{A} = \begin{cases} 7.35E^{+03} \cdot \exp(-1.76eV/k_B T)(100) \\ 1.33E^{+04} \cdot \exp(-1.74eV/k_B T)(111) \\ 4.73E^{+05} \cdot \exp(-2.1eV/k_B T)(110) \end{cases}, T < 1000^\circ\text{C}$
$\frac{B}{A} = \begin{cases} 1.76E^{+06} \cdot \exp(-2.05eV/k_B T)(100) \\ 2.95E^{+06} \cdot \exp(-2.05eV/k_B T)(111) \\ 2.46E^{+06} \cdot \exp(-2.05eV/k_B T)(110) \end{cases}, T > 900^\circ\text{C}$	$\frac{B}{A} = \begin{cases} 3.53E^{+09} \cdot \exp(-3.20eV/k_B T)(100) \\ 6.50E^{+08} \cdot \exp(-2.95eV/k_B T)(111) \\ 6.50E^{+08} \cdot \exp(-2.95eV/k_B T)(110) \end{cases}, T > 1000^\circ\text{C}$
$B = 283 \cdot \exp(-1.17eV/k_B T), (100), (111), \text{ et } (110), \text{ pour } T < 950^\circ\text{C}$	$B = \begin{cases} 1.70E^{+05} \cdot \exp(-2.22eV/k_B T)(100) \\ 1.34E^{+03} \cdot \exp(-1.71eV/k_B T)(111) \\ 3.73E^{+02} \cdot \exp(-1.63eV/k_B T)(110) \end{cases}, T < 1000^\circ\text{C}$
$B = 7 \cdot \exp(-0.78eV/k_B T), (100), (111), \text{ et } (110), \text{ pour } T > 950^\circ\text{C}$	$B = \begin{cases} 0.131 \cdot \exp(-0.68eV/k_B T)(100) \\ 0.256 \cdot \exp(-0.76eV/k_B T)(111) \\ 0.256 \cdot \exp(-0.76eV/k_B T)(110) \end{cases}, T > 1000^\circ\text{C}$

Tableau II-1: Formulation des coefficients linéaires et paraboliques pour l'oxydation humide et sèche, une pression de 1 atmosphère et les orientations cristallines (100), (110), et (111).

Il est à noter que la variation de ces constantes n'est pas régie par une énergie d'activation unique. On observe une décroissance beaucoup plus prononcée de leur amplitude, en deçà d'une certaine température (cf. Figure II-3). La zone de transition ainsi observée, est à mettre en parallèle avec le changement de comportement rhéologique (élastique, viscoélastique, visqueux) de l'oxyde en fonction de la température. Par ailleurs, ces propriétés rhéologiques vont affecter le niveau de contraintes mécaniques induit dans l'oxyde. Ainsi, à basse température (régime élastique), l'amplitude des contraintes sera importante, alors qu'à haute température (régime visqueux), elles sont négligeables.

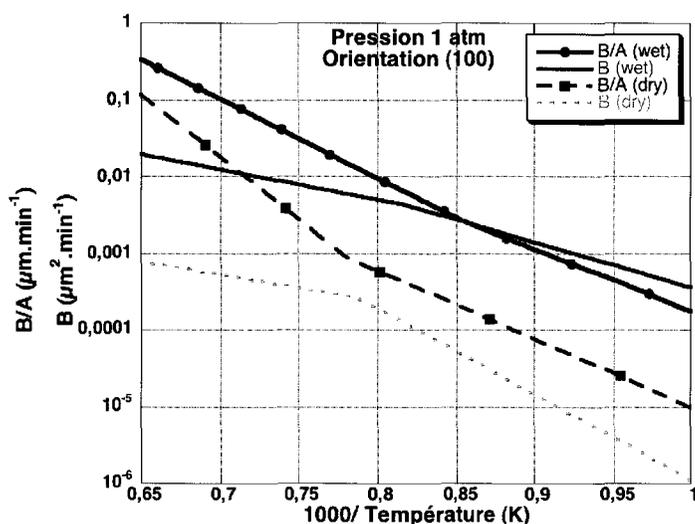


Figure II-3: Evolution des constantes linéaires et paraboliques en fonction de la température d'oxydation (ambiance humide et sèche), pour une pression de 1 atmosphère, et une orientation (100) du silicium.

À partir des constantes linéaires et paraboliques qui viennent d'être établies, on trace les abaques correspondant à l'épaisseur d'oxyde attendue en fonction de la durée et de l'ambiance d'oxydation, pour différentes températures et une orientation (100) du substrat.

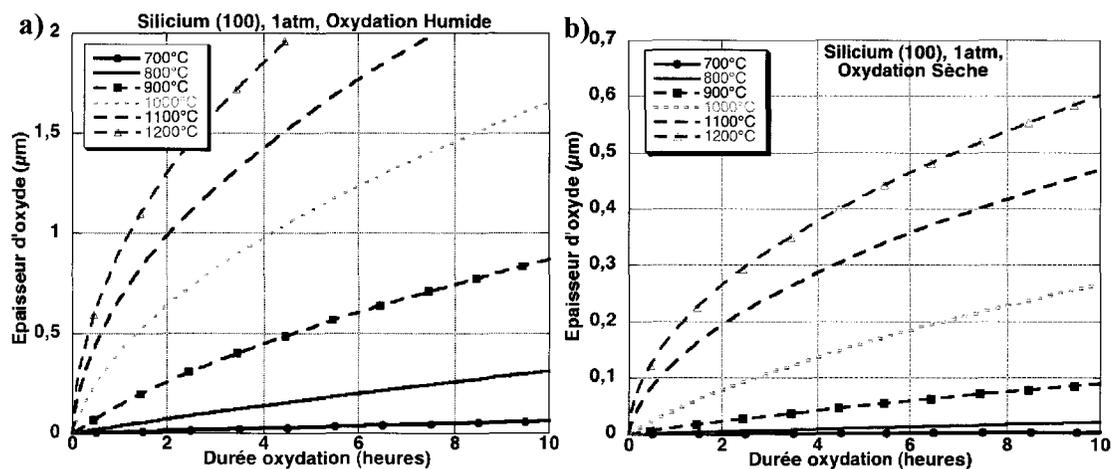


Figure II-4: Croissance d'oxyde calculée à partir du modèle de Deal et Grove pour une pression de 1 atm. a) Ambiance humide. b) Ambiance sèche.

II.2 Limites du modèle de Deal et Grove.

II.2.1 Régime initial accéléré en ambiance sèche.

Le modèle de Deal et Grove est particulièrement adapté pour calculer les épaisseurs d'oxydes importantes. Néanmoins, il ne rend pas bien compte du régime initial accéléré en ambiance sèche et de la cinétique d'oxydation pour les basses températures. Dans le cas des oxydes secs, pour les très faibles épaisseurs (<20 nm), un décalage a été observé entre le

modèle prédit par Deal et Grove et les mesures expérimentales [Irene 78]. Plusieurs suggestions ont été avancées afin d'expliquer cette accélération de la cinétique d'oxydation pour les temps courts en ambiance sèche [Han 87, Reisman 87, Massoud 85 b), c)]. Aucune explication ne fait l'unanimité. Cependant, la modélisation empirique proposée par Massoud, Plummer, et Irene [Massoud 85 b), c)] permet de reproduire correctement les résultats expérimentaux et est la plus répandue dans les outils de simulation d'oxydation. Il s'agit d'une extension du modèle de Deal et Grove qui intègre des vitesses additionnelles pour rendre compte du régime initial en début d'oxydation, et des oxydes secs. Dans ce cas, la vitesse d'oxydation est donnée par :

$$\frac{\partial X_O}{\partial t} = \frac{B}{2X_0 + A} + C_1 \cdot \exp\left(-\frac{X_0}{L_1}\right) + C_2 \cdot \exp\left(-\frac{X_0}{L_2}\right), \quad \text{Équation II-11}$$

où C_1 et C_2 sont des paramètres dépendants de la température, L_1 et L_2 ne dépendent que de l'orientation cristalline du silicium [Massoud 85 b)].

II.2.2 Les contraintes dues aux oxydations non planes.

La limitation majeure des modèles décrits précédemment est l'absence de prise en compte des contraintes mécaniques. Cette limite est d'autant plus pénalisante dans le traitement du mécanisme d'oxydation pour des surfaces non planes, ou en présence d'autres matériaux. Mizuno et co-auteurs [Mizuno 87] mirent en évidence une réduction des épaisseurs d'oxydes de champ obtenus par un procédé de type LOCOS (LOCAL OXIDATION OF SILICON), lorsque l'ouverture du masque de nitrure devenait submicronique. En effet, la variation volumique résultant de la conversion du silicium en SiO_2 ne peut plus être modélisée par une simple expansion verticale de l'oxyde. En réalité, la croissance d'oxyde s'effectue dans les trois directions spatiales. L'expansion volumique crée alors un champ de déplacements aux interfaces oxydées, qui déforme les couches d'oxydes déjà formées ainsi que les couches déposées au dessus de la structure d'isolation de champ.

Plus simplement, la géométrie de la surface de silicium va affecter la vitesse d'oxydation. Marcus et Sheng [Sheng 78, 82] sont parmi les premiers à avoir observé un ralentissement de la cinétique d'oxydation aux angles concaves et convexes de tranchées gravées dans le silicium, attribué à des effets de contraintes dans l'oxyde. Ces travaux ont été complétés par les études de Yamabe et Imai [Yamabe 87]. Ces derniers ont démontré un amincissement de l'oxyde aux angles, plus prononcé à mesure que la température diminue, accentué en ambiance sèche plutôt qu'humide. Il a été admis par l'ensemble de ces auteurs, que ce phénomène de réduction de l'oxydation est imputable aux contraintes mécaniques générées dans l'oxyde.

Kao et co-auteurs [Kao 87, 88] ont apporté une contribution importante dans la modélisation du mécanisme d'oxydation incluant les effets des contraintes. Une étude expérimentale exhaustive [Kao 87] a été menée à cet effet, consistant en l'oxydation de structures concaves (trous circulaires) et convexes (cylindres) gravées dans le silicium, pour différents rayons. Les auteurs ont montré que la cinétique d'oxydation est ralentie à mesure que le rayon des structures diminue, et d'autant plus sur une forme concave que convexe. Cette tendance est illustrée sur les courbes de la Figure II-5. Les auteurs ont remarqué également que cette réduction de la croissance est accentuée lorsque la température d'oxydation diminue. À l'issue de cette étude expérimentale, un modèle bidimensionnel a été établi [Kao 88], décrivant la cinétique des oxydations humides de structures convexes et concaves, et qui prend en compte les effets des contraintes mécaniques. Ainsi, pour rendre

compte de la réduction de la cinétique d'oxydation, Kao et co-auteurs ont établi qu'à la fois le coefficient de réaction à l'interface et la diffusivité des espèces oxydantes étaient dépendants des contraintes mécaniques, et réduits lorsque celles-ci sont compressives. Il a été prouvé que l'oxyde en croissance sur une structure convexe, est associé à des contraintes radiales et tangentiels, respectivement en compression et en tension. Comme les contraintes tangentiels sont supérieures aux contraintes normales, l'oxyde se trouve dans un état de tension (pression hydrostatique négative). À l'inverse, sur un substrat concave, l'oxyde croît en compression radiale et tangentielle. Sa pression interne, étant positive, il se trouve dans un état de compression.

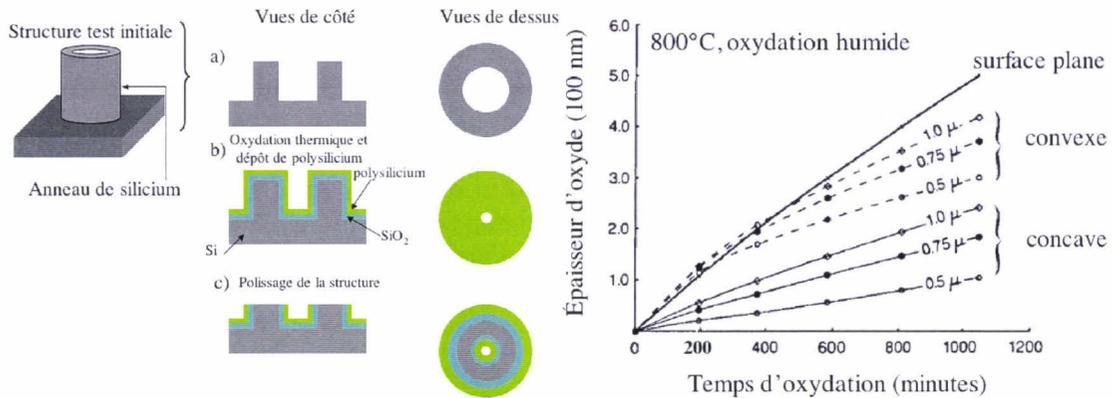


Figure II-5: Illustration de la procédure expérimentale suivie par Kao et co-auteurs [Kao 87], et courbes de simulation de l'épaisseur d'oxyde incluant les effets des contraintes en fonction du rayon de courbure initial pour des géométries convexes et concaves [Kao 88].

III Modélisation de l'effilage de piliers de silicium par oxydation thermique

III.1 Approche du modèle

Le modèle analytique présenté dans cette partie permet de prédire l'effilage de piliers de silicium par oxydation thermique afin d'obtenir des nanopointes acérées à leur sommet. L'approche qui a été choisie et qui est une extension du modèle de Kao [Kao 88], consiste à assimiler la forme d'une pointe en une superposition de tranches circulaires. À chaque tranche est associée une altitude z , correspondant à sa position verticale par rapport à la base de la pointe. Ensuite, on définit le couple $(a(z), b(z))$, faisant référence respectivement au rayon local de la surface de silicium, et au rayon de la surface d'oxyde (cf. Figure III-1). Enfin, on suppose que la cinétique d'oxydation pour chaque tranche est identique à celle d'un cylindre de silicium de même rayon, et conforme au modèle proposé par Kao [Kao 88]. Ainsi, l'épaisseur d'oxyde décroît à mesure que l'on se rapproche du sommet de la pointe car le rayon de l'interface Si / SiO₂ diminue, ce qui permet d'affiner la structure.

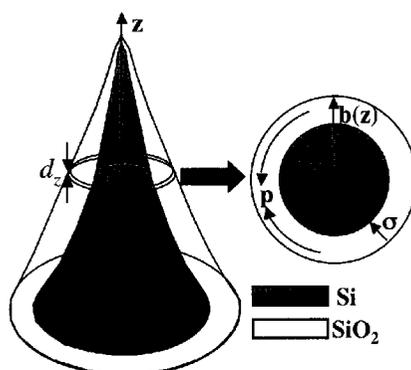


Figure III-1 : Schéma illustrant l'approche de modélisation de l'oxydation des pointes de silicium; $a(z)$ et $b(z)$ désignent respectivement la position radiale de la surface de silicium et celle de la surface d'oxyde pour une tranche cylindrique découpée à l'altitude z par rapport à la base de la pointe.

III.2 Intégration des effets des contraintes mécaniques

Les observations expérimentales de Kao [Kao 87] démontrant une réduction de la cinétique d'oxydation sur des géométries convexes et concaves ont permis de conclure que les contraintes mécaniques sont à l'origine de ce ralentissement. En conséquence, ces contraintes doivent être intégrées dans notre modèle pour affecter les paramètres dont dépend la vitesse d'oxydation. Seule la dépendance en Arrhenius de la solubilité C^* à l'égard de la pression hydrostatique n'est pas incluse dans notre approche, contrairement au modèle développé par Kao et co-auteurs [Kao 88]. En effet, selon Sutardja et co-auteurs [Sutardja 89] cette dépendance est négligeable. Si tel n'était pas le cas, une zone de transition beaucoup plus

prononcée sur le comportement de B/A en fonction de la température apparaîtrait. De fait, on pose $C^* = C_0^*$.

III.2.1 Coefficient de réaction à l'interface k_{si}

Dans le cas d'une contrainte normale négative, traduisant un état de compression normale de l'interface Si / SiO₂ (cas des substrats convexes et concaves), l'énergie disponible pour la réaction doit accommoder le travail mécanique de déformation (correspondant à la rupture d'une liaison Si-Si). En effet, l'expansion volumique du nouvel oxyde doit contrebalancer la contrainte normale. On modifie l'énergie d'activation du processus de réaction à l'interface en tenant compte du travail supplémentaire que doit fournir la silice en expansion. La constante de réaction à l'interface est alors modélisée par un comportement du type Arrhenius :

$$k_{si} = k_0 \exp\left(\frac{\sigma_{nm} V_K}{k_B T}\right), \text{ pour } \sigma_{nm} < 0, \text{ et } k_{si} = k_0, \text{ pour } \sigma_{nm} > 0 \quad \text{Équation III-1}$$

où σ_{nm} désigne la contrainte normale à l'interface Si / SiO₂, k_0 est la constante de réaction à faible niveau de contrainte (déduite du modèle de Deal et Grove et des formules empiriques du coefficient linéaire B/A consignées dans le Tableau II-1), k_B la constante de Boltzmann, et T la température en Kelvin. Enfin, V_K correspond au coefficient de réduction du taux de réaction, encore appelé volume d'activation des contraintes sur le coefficient de réaction. Plus ce coefficient est petit, plus l'effet des contraintes mécaniques sur k_{si} est faible. Enfin, étant donné qu'aucun résultat expérimental n'a pu démontrer d'effets sur k_{si} pour une contrainte normale positive (tension), on maintient dans ce cas cette constante à sa valeur nominale k_0 .

III.2.2 Diffusivité des agents oxydants D

Les travaux concernant la physique des hautes pressions [Bridgman 49] ont permis de corréliser la diffusivité d'un élément dans un matériau avec l'état de contrainte du matériau. Il s'avère que pour un état de compression hydrostatique du matériau cette diffusivité est réduite rendant compte de l'énergie nécessaire pour casser les liaisons covalentes et permettre le mécanisme de diffusion. Par contre aucune conclusion n'a pu être tirée dans le cas d'un état de tension. Pour modéliser cette tendance, on utilise à nouveau une loi de comportement du type Arrhenius :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{P V_D}{k_B T}\right) \text{ pour } P > 0, \text{ tandis que } D = D_0 \text{ pour } P < 0 \quad \text{Équation III-2}$$

où P désigne la pression hydrostatique dans la silice, D_0 le coefficient de diffusion à faible niveau de contrainte (déduit du modèle de Deal et Grove et des formules empiriques du coefficient parabolique B consignées dans le Tableau II-1). V_D correspond au volume d'activation de l'effet retardateur de la pression sur la diffusivité des agents oxydants. Cette formulation est cohérente avec le fait que la diffusivité soit réduite dans un état de compression hydrostatique (substrats concaves). Par contre, aucune variation n'est permise dans un état de tension (c'est le cas des structures cylindriques). En effet, supposer une augmentation de la diffusivité liée à un état de tension impliquerait une épaisseur d'oxyde

supérieure à celle que l'on ferait croître sur un substrat plan dans les mêmes conditions. Or aucune observation n'a jamais été faite en ce sens. Par conséquent, on maintient constante la diffusivité dans un état de tension.

III.2.3 Viscosité de la silice :

Plusieurs modèles existent pour décrire le comportement rhéologique de la silice : ces modèles font référence à un comportement élastique [Brown 82], viscoélastique [Hsueh 83, Hu 88] et visqueux [Kao 88, Wilson 87]. La modélisation viscoélastique [Senez 95, Cea 96] est la plus répandue et appropriée car elle permet de reproduire tous les comportements de la silice correspondant à différentes gammes de température. Ainsi, sa formulation est équivalente à une modélisation de Newton (comportement purement visqueux) lorsque la viscosité du matériau est faible, et à une modélisation de Hooke (comportement élastique) dans le cas contraire. Sa description prend en compte le temps de relaxation des contraintes [Senez +01].

Néanmoins, il est admis qu'au delà d'une température de transition qui est de 960°C [Chin 83], l'oxyde se comporte comme un fluide purement visqueux. En effet, le temps de relaxation des contraintes est quasi instantané, et la réponse de l'oxyde à une sollicitation ne dépend que de sa vitesse de déformation instantanée. Dans le cas de cette description, la viscosité de l'oxyde varie avec la pression hydrostatique suivant une relation qui traduit un comportement de visco-plasticité de la silice [Kao 88, Umimoto 89] :

$$\eta = \eta_0(T) \exp(\alpha(T)P),$$

Équation III-3

où $\eta_0(T)$ est la viscosité de l'oxyde à faible niveau de contraintes, et $\alpha(T)$ un paramètre empirique fixant le seuil de plasticité de l'oxyde [Sutardja 89]. Ces deux paramètres dépendent de l'ambiance d'oxydation et de la température T de l'oxydation. La Figure III-2 illustre la dépendance de la viscosité de l'oxyde à l'égard du coefficient de plasticité.

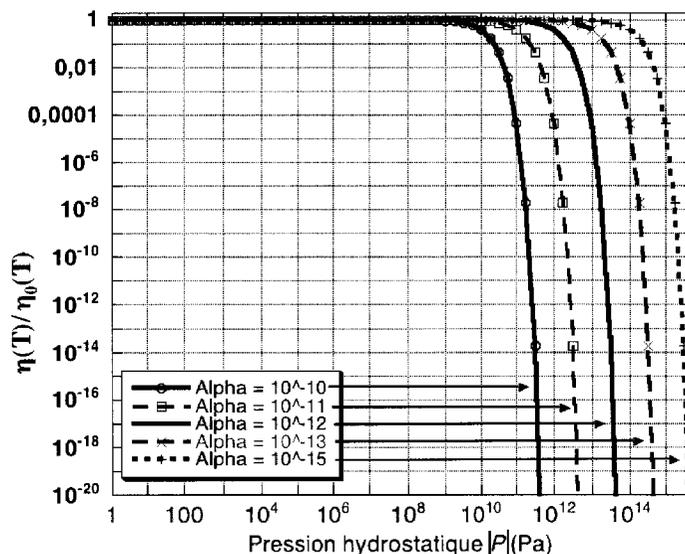


Figure III-2: Courbes représentant l'évolution de la viscosité de l'oxyde, en fonction de la valeur du coefficient de plasticité $\alpha(T)$, dans le cas d'un modèle purement visqueux, et d'une pression hydrostatique en tension ($P < 0$).

Le faisceau de courbes de la Figure III-2 met en évidence le fait que le niveau de contraintes, pour lequel la chute de la viscosité apparaît, est d'autant plus bas que le coefficient de plasticité est élevé.

En résumé, dans le cas particulier d'une structure convexe et du modèle qui nous intéresse, seule la réaction à l'interface et la viscosité de l'oxyde dépendent des contraintes mécaniques, à travers les paramètres phénoménologiques V_k , $\eta_0(T)$ et $\alpha(T)$. En effet, compte tenu de l'état de tension hydrostatique de l'oxyde pour une géométrie convexe, la diffusivité reste inchangée par rapport à une surface plane.

III.3 Modélisation bidimensionnelle de l'oxydation dans le cas d'une structure cylindrique

Dans ce qui suit, on rappelle les traitements nécessaires à la modélisation de l'oxydation dans le cas particulier d'un cylindre de silicium de rayon a , recouvert d'une couche d'oxyde formant une couronne d'épaisseur $b-a$ (cf. Figure III-1). La symétrie de la structure impose que la composante tangentielle de la vitesse d'oxydation soit nulle, et donc que les contraintes en cisaillement le soient également. De même, la concentration C en agents oxydants ne dépendra que de la position radiale r , par rapport à l'axe du cylindre. Enfin, compte tenu de la symétrie axiale de la structure, la dépendance de k_{Si} à l'égard de l'orientation cristalline est négligée [Kao 88].

III.3.1 Vitesse d'oxydation à l'interface :

La distribution des agents oxydants $C(r)$ est obtenue en résolvant l'équation de Laplace exprimée dans la base cylindrique :

$$\nabla^2 C = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) = 0. \quad \text{Équation III-4}$$

La solution de cette équation s'écrit :

$$C(r) = A + B \times \log(r), \quad \text{Équation III-5}$$

où A et B sont des constantes d'intégration évaluées à partir des conditions aux limites au niveau de l'interface oxydée et de l'interface oxyde / gaz oxydant. En égalisant les flux des agents oxydants pour ces deux interfaces (cf. paragraphe II.1), on obtient l'expression de la vitesse d'oxydation normale à l'interface oxydée, qui dépend de la concentration en agents oxydants :

$$V_{x0} = \frac{k_{Si} C(a)}{N} = \frac{k_{Si} C_i}{N} = \frac{C^*}{N \left(\frac{1}{k_{Si}} + \frac{1}{h} \frac{a}{b} + \frac{a}{D} \log \left(\frac{b}{a} \right) \right)}. \quad \text{Équation III-6}$$

III.3.2 Description du flux de l'oxyde et calcul des contraintes mécaniques

On considère que l'oxyde se déforme comme un fluide visqueux incompressible (masse volumique ρ constante). Ce comportement est décrit par l'équation de Navier-Stokes, qui couplée à l'équation de continuité (ou de conservation de la masse) permet de déterminer les relations liant la pression hydrostatique $p(r)$ et la vitesse radiale $v(r)$ d'un élément $drd\theta$

d'oxyde avec sa position radiale r . Dans l'hypothèse d'incompressibilité de l'oxyde ($\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$), et tenant compte de la symétrie axiale du problème, on obtient le système d'équation suivant :

$$\eta \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} \right] = \frac{\partial p}{\partial r}, \quad \text{Équation III-7}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0$$

où la première équation représente l'équation de Navier Stokes, et la seconde l'équation de continuité, toutes deux exprimées dans la base cylindrique. La résolution de ce système permet de poser :

$$v(r) = \frac{\xi}{r}, \quad \text{et } p(r) = cst, \quad \text{Équation III-8}$$

où ξ est une constante de vitesse déterminée à partir de la vitesse d'oxydation à l'interface oxydée. Il en résulte que pour tout point situé à la position radiale r ($a < r < b$), sa vitesse radiale sera égale à $V_{x0} \cdot a/r$. On note α le rapport volumétrique de la réaction, défini comme suit :

$$\alpha = \frac{\Omega_{Si}}{\Omega_{SiO_2}}, \quad \text{Équation III-9}$$

où Ω_{SiO_2} , et Ω_{Si} désignent respectivement le volume d'une molécule de SiO_2 (45 \AA^3), et le volume d'un atome de silicium (20 \AA^3). Après un intervalle de temps Δt , la position radiale a' de la nouvelle interface oxydée est alors donnée par :

$$a' = a - \alpha(V_{x0} \cdot \Delta t), \quad \text{Équation III-10}$$

tandis que tout élément $drd\theta$ situé initialement en r est poussé vers la surface externe de l'oxyde suivant une vitesse radiale $a(1-\alpha)V_{x0}/r$. On calcule alors la nouvelle épaisseur d'oxyde x_0' , obtenue de la manière suivante :

$$x_0' = x_0 + \left(\frac{a}{a+x_0} \right) (1-\alpha)(V_{x0} \cdot \Delta t) + \alpha(V_{x0} \cdot \Delta t), \quad \text{Équation III-11}$$

où x_0 désigne l'épaisseur initiale (c'est-à-dire avant l'intervalle de temps Δt) de la couronne d'oxyde ($x_0 = b - a$). À partir de la formulation de la vitesse radiale donnée plus haut, on peut calculer la pression hydrostatique constante au sein de la couronne d'oxyde :

$$p(r) = -\frac{2\eta\xi}{b^2}. \quad \text{Équation III-12}$$

L'oxyde se trouve bien dans un état de tension pour une surface convexe, étant donné que la pression hydrostatique est négative [Kao 88]. De même, on peut montrer que La composante radiale des contraintes sur un élément d'oxyde situé à la position radiale r est donnée par [Kao 88] :

$$\sigma_{nn}(r) = -2\eta\xi \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{b^2} \right). \quad \text{Équation III-13}$$

Puisque $r \leq b$, le signe de $\sigma_{nn}(r)$ est également négatif, signifiant que les contraintes normales sont compressives quelle que soit la position radiale dans la couronne d'oxyde. En particulier, à l'interface oxydée, la contrainte normale s'exprime par [Kao 88] :

$$\sigma_{nn}(a) = -2\eta\xi\left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right). \quad \text{Équation III-14}$$

La Figure III-3 illustre l'évolution de la contrainte normale et la pression hydrostatique pour une structure cylindrique convexe associée à un couple (a,b) .

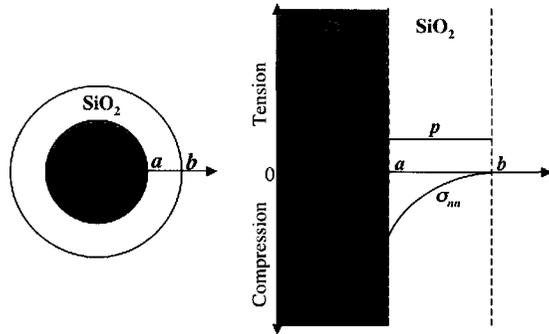


Figure III-3: Contrainte normale et pression hydrostatique pour une structure de silicium convexe durant l'oxydation.

III.4 Résolution numérique du modèle

L'algorithme de résolution numérique du modèle est présenté sur la Figure III-4.

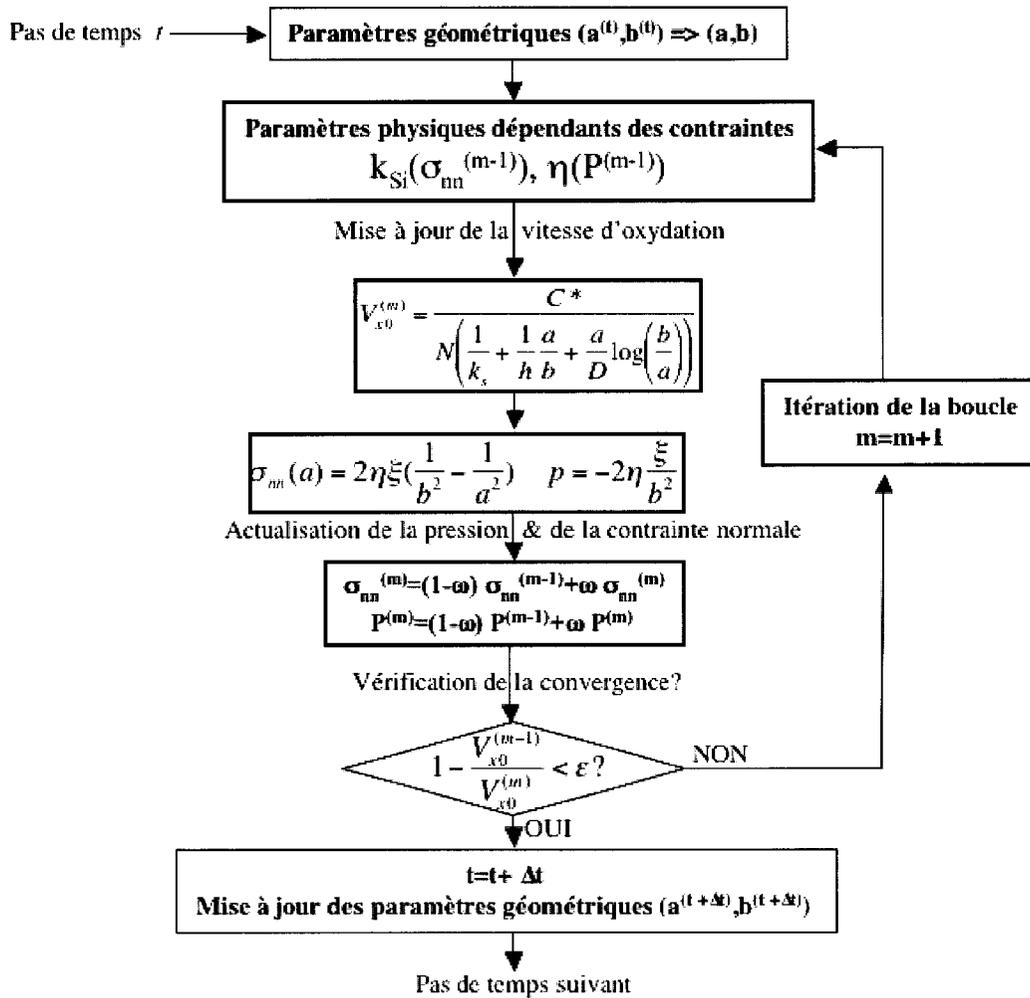


Figure III-4: Algorithme de traitement de calcul d'un pas de temps d'oxydation pour une structure cylindrique. On rappelle que a désigne le rayon de l'interface Si-SiO₂, b la position radiale de l'interface SiO₂-gaz. σ_{nn} , et V_{x0} sont respectivement la contrainte normale et la vitesse d'oxydation à l'interface Si-SiO₂, p désigne la pression hydrostatique au sein de l'oxyde, et enfin ξ est la constante de vitesse. La stabilité numérique est fixée par le facteur relaxation ω , tandis que la condition de convergence est définie par ϵ . Enfin m est le compteur de boucles.

Bien que le modèle soit analytique, la résolution nécessite une technique de sous-relaxation afin d'intégrer les effets des contraintes mécaniques dans le mécanisme d'oxydation, tout en garantissant la stabilité numérique de l'algorithme de résolution du problème. Ainsi, en se conformant à la stratégie proposée par Umimoto et co-auteurs [Umimoto 89], cette technique de sous-relaxation actualise les tableaux des contraintes agissant sur les paramètres non-linéaires du problème, de la manière suivante :

$$S^{(m)} = (1 - \omega)S^{(m-1)} + \omega S^{(m)},$$

Équation III-15

où le paramètre S représente soit σ_{nn} , soit P , respectivement la contrainte normale à l'interface Si-SiO₂, et la pression hydrostatique au sein de la silice.

Ici ω désigne un facteur de convergence (ou de relaxation), et m le compteur de boucle. Le choix de ω est primordial puisqu'il va déterminer la vitesse à laquelle le système va converger. Ainsi des valeurs trop importantes de ω (typiquement si $\omega > 0.3$) vont aboutir à une divergence. Au contraire, si la valeur de ω est trop faible ($\omega = 10^{-3}$), le nombre d'itérations nécessaires à la convergence du système, est trop important. Dans le cadre des outils de simulations par éléments finis, l'approche préconisée afin de remédier aux problèmes de convergence, consiste en une modification dynamique de la valeur de ω , selon la qualité de convergence du système [Senez +01]. Dans notre cas, étant donné la simplicité de la géométrie du problème, il s'avère qu'un coefficient constant $\omega = 0,25$ donne des résultats satisfaisants en termes de stabilité et de temps de calcul (CPU).

Enfin on impose un critère de convergence défini par la relation suivante:

$$1 - \frac{V_{x0}^{(m-1)}}{V_{x0}^{(m)}} < \varepsilon, \quad \text{Équation III-16}$$

où $V_{x0}^{(m)}$ et $V_{x0}^{(m-1)}$ désignent la vitesse d'oxydation radiale à l'interface Si-SiO₂ pour respectivement la boucle actuelle et la boucle d'itération précédente. La constante ε désigne la condition de convergence, qui dans notre cas a été fixée à 10^{-4} . Une fois la condition précédente satisfaite, on considère que le système a convergé, et l'on procède au calcul correspondant au pas de temps suivant. Enfin, on peut ajouter que, étant donné le caractère asymptotique de la description de la croissance d'oxyde autour d'un cylindre de silicium [Liu 94, Chen +00], on supposera l'érosion totale de ce dernier lorsque son rayon devient inférieur à 1Å.

III.5 Simulation de référence et influence des différents paramètres du modèle sur le mécanisme d'effilage

Avant d'entamer et présenter la calibration expérimentale du modèle, il est intéressant d'analyser l'incidence qu'ont chacun des paramètres phénoménologiques du modèle sur le mécanisme d'effilage. Pour ce faire, on considère une structure de « test », consistant en une pointe en silicium de géométrie conique, de 1,5 µm de hauteur, et présentant un angle d'ouverture de 25° en son sommet. Cette pointe subit une oxydation thermique sèche à 1100°C pendant 6 heures. On s'intéresse alors à l'évolution du profil de l'interface Si / SiO₂ à l'issue de l'oxydation, en fonction de la variation de l'un des paramètres du modèle.

Pour entreprendre cette analyse, on attribue des valeurs de référence aux paramètres phénoménologiques du modèle. Ainsi, la viscosité de l'oxyde à faible niveau de contrainte est fixée arbitrairement à 10^{15} poises, en se basant sur les mesures de viscosité de la silice en volume [Heterington 64], à haute température et en fonction de la teneur en radicaux -OH [Hu 88] négligeable pour les oxydes secs. Le coefficient de plasticité correspond, quant à lui, à la valeur calibrée par Kao et co-auteurs [Kao 88] pour une température d'oxydation de 1100 °C (bien qu'il s'agisse dans leur cas d'une oxydation en ambiance humide). Enfin, le

volume d'activation de la réduction de constante de réaction est identique à celui proposé par Sutardja et co-auteurs [Sutardja 89].

Volume d'activation de la réduction de constante de réaction: V_k (\AA^3)	Coefficient de plasticité: α (cm^2/dyne)	Viscosité de l'oxyde à faible niveau de contrainte: η_0 (poises)
12,5	6×10^{-10}	10^{15}

Tableau III-1: Paramètres phénoménologiques de référence.

III.5.1 Illustration de l'effet des contraintes sur l'oxydation :

Nous allons confronter dans ce qui suit l'absence et la prise en compte des effets de contraintes sur la cinétique d'oxydation pour la simulation de référence. Cette comparaison est illustrée sur la Figure III-5.

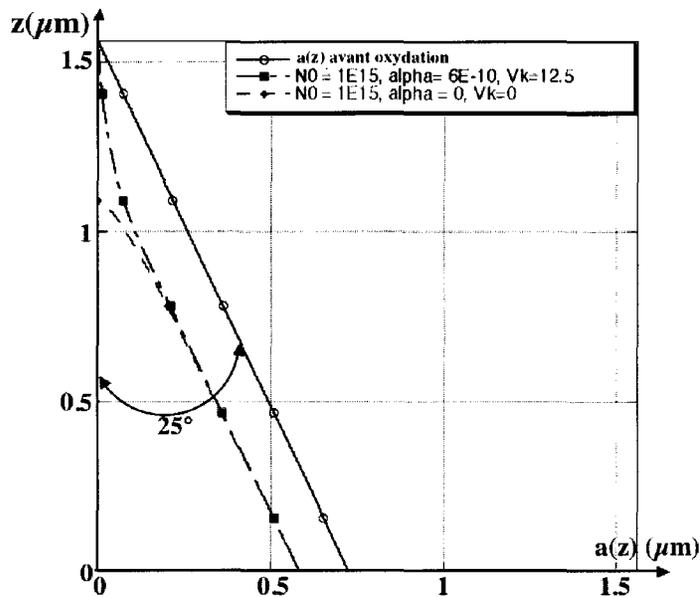


Figure III-5: Profil initial de la surface de silicium et profil résultant de la simulation de référence : avec et sans prise en compte des contraintes mécaniques.

Cette simulation met en lumière l'incidence qu'a la géométrie de la structure et l'effet des contraintes sur la cinétique d'oxydation. En effet, en l'absence de prise en compte des contraintes mécaniques, on observe une augmentation de la vitesse d'oxydation à mesure que le rayon local diminue. Ce phénomène est en désaccord avec nos résultats expérimentaux ainsi qu'avec les observations recueillies dans la littérature [Sheng 78, 82, Kao 87]. En conséquence, il est indispensable de tenir compte des contraintes mécaniques pour simuler précisément la cinétique d'effilage des pointes par oxydation thermique.

III.5.2 Influence du coefficient de plasticité :

La Figure III-6 illustre le profil de l'interface Si / SiO₂ résultant de la simulation de référence pour différentes valeurs du coefficient de plasticité α (exprimé en cm^2/dyne).

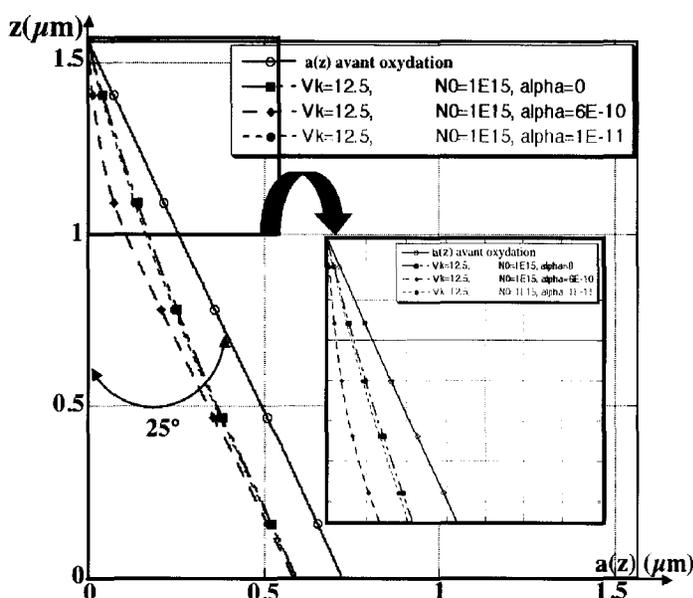


Figure III-6: Profil initial de la surface de silicium et profil résultant de la simulation de référence : évolution en fonction du coefficient de plasticité.

L'examen des courbes de la Figure III-6 illustre le fait que la diminution du coefficient de plasticité se traduit par un ralentissement de la cinétique d'oxydation. Ceci provient de l'augmentation concomitante de la viscosité (voir courbes de la Figure III-2, en page 118), augmentant dans le même temps le niveau des contraintes normales à l'interface, qui vont réduire à leur tour la constante de réaction à l'interface.

III.5.3 Influence du paramètre de viscosité à faible niveau de contraintes :

La Figure III-7 illustre le profil de l'interface Si / SiO₂ résultant de la simulation de référence pour différentes valeurs du paramètre de viscosité η_0 à faible niveau de contraintes (exprimé en poises).

L'analyse des courbes de la Figure III-7 rejoint le commentaire associé à la simulation de référence faisant varier le coefficient de plasticité. À savoir, qu'à mesure que la viscosité croît, la cinétique d'oxydation ralentit. Au delà d'une valeur de 5×10^{15} poises pour la viscosité nominale (*i.e.* à faible niveau de contraintes), les contraintes sont trop importantes et le système ne parvient plus à converger compte tenu de la valeur du facteur de relaxation qui a été imposée ($\omega = 0,25$). Il faudrait alors diminuer ce dernier, induisant un nombre d'itérations d'autant plus conséquent. Inversement, lorsque la viscosité nominale décroît et atteint la valeur de 10^{12} poises, la vitesse d'oxydation augmente considérablement, et le profil s'incurve de la même manière qu'en l'absence de prise en compte des contraintes mécaniques (l'effet géométrique n'est plus contrebalancé par les contraintes mécaniques).

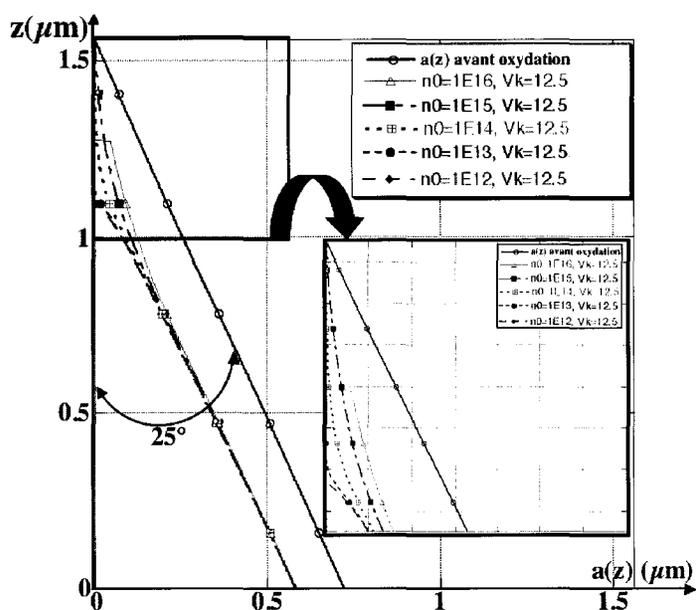


Figure III-7: Profil initial de la surface de silicium et profil résultant de la simulation de référence : évolution en fonction de la viscosité à faible niveau de contraintes.

III.5.4 Influence du volume d'activation des contraintes sur le coefficient de réaction :

La Figure III-8 illustre le profil de l'interface Si / SiO₂ résultant de la simulation de référence pour différentes valeurs du volume V_k d'activation des contraintes sur le coefficient de réaction (exprimé en Å³).

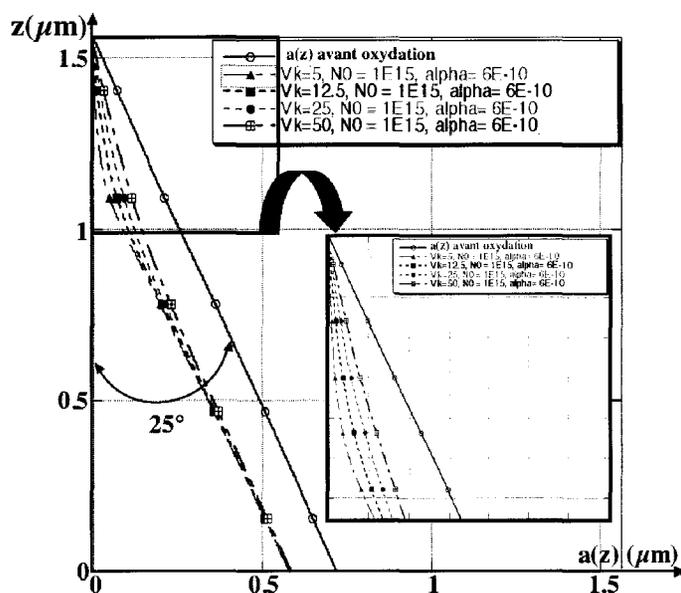


Figure III-8: Profil initial de la surface de silicium et profil résultant de la simulation de référence : évolution en fonction du volume d'activation des contraintes sur le coefficient de réaction.

On rappelle que le volume d'activation des contraintes sur le coefficient de réaction, renvoie à l'apport d'énergie nécessaire pour rompre une liaison Si-Si, et permettre la réaction chimique à l'interface. À mesure que ce volume augmente, l'apport d'énergie doit être accru, expliquant le ralentissement de la cinétique d'oxydation observé sur la Figure III-8.

III.6 Limites du modèle

Dans ce modèle, chaque tranche cylindrique est traitée comme un élément indépendant, à savoir qu'aucun déplacement vertical de l'oxyde n'a été pris en compte. En effet, en résolvant de manière analytique la vitesse de déplacement vertical de l'oxyde grâce au gradient de pression hydrostatique entre les couronnes d'oxyde des différentes tranches (équation de Navier-Stokes), on constate que le rapport maximal de la vitesse radiale / vitesse verticale obtenu pour des configurations géométriques diverses et différentes durées d'oxydation, est compris entre 0,14 et 0,33. Ainsi, négliger le flux vertical de l'oxyde s'avère être une hypothèse acceptable.

IV Calibration et validation expérimentale du modèle

On rappelle que les trois paramètres phénoménologiques à calibrer pour chaque condition expérimentale sont : $\eta_0(T)$, $\alpha(T)$ et V_k . Cette étude s'est limitée aux températures de 1000 et 1100°C, pour lesquelles la silice se comporte comme un fluide purement visqueux [Chin 83].

Dans une étude préalable [Sutardja 89], l'hypothèse est avancée que la réaction chimique unitaire à l'interface correspond à la rupture d'une liaison Si-Si, et à la jonction des deux atomes de silicium par l'intermédiaire d'un atome d'oxygène. Ainsi, il a été établi que la valeur du volume d'activation V_k de l'effet retardateur des contraintes sur la réaction à l'interface est égale à la différence de volume entre la molécule « SiO » et l'atome de silicium, soit $12,5 \text{ \AA}^3$. Cette valeur sera celle utilisée pour paramétrer le modèle, quelle que soit la température d'oxydation.

On supposera que la valeur du paramètre $\alpha(T)$ est identique à celle calibrée par Kao et co-auteurs [Kao 88] pour chaque température : soit $6 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{dyne}$ pour une température d'oxydation de 1100°C, et $5 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{dyne}$ pour 1000°C. On ajoutera que l'évolution de la viscosité en fonction du niveau de contraintes, compte tenu du modèle décrit dans le paragraphe III.2.3, est très proche de la modélisation de Eyring [Eyring 36], pour lequel un seuil de plasticité a été établi à $0.66 \times 10^9 \text{ dyne/cm}^2$ et $0.88 \times 10^9 \text{ dyne/cm}^2$ par Rafferty et co-auteurs [Rafferty 89] pour des températures de 1000 et 1100°C respectivement, sur un oxyde sec.

Dans la procédure suivante, la démarche qui est suivie pour la calibration du modèle, consiste à recueillir le profil initial des piédestaux ou pointes de silicium avant oxydation par photographie MEB. Ensuite, ces structures subissent un cycle d'oxydation et désoxydation (attaque chimique de l'oxyde dans une solution de BE 7 :1), et on récupère à nouveau le profil des pointes résultantes par photographie MEB à l'issue de cette séquence.

IV.1 Calibration à 1100°C

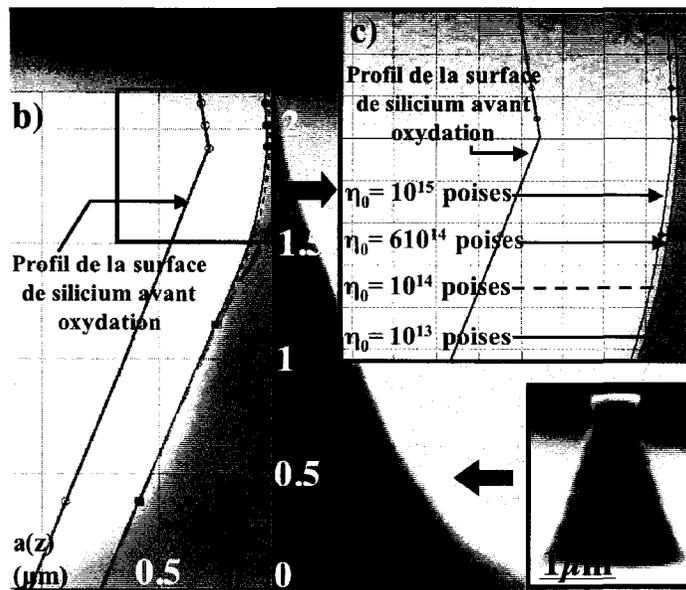


Figure IV-1: Illustration de la calibration du paramètre phénoménologique η_0 pour une oxydation sèche à 1100°C. (a) Photo MEB d'un pilier de silicium avant oxydation. (b) Photo MEB de la pointe de silicium obtenue à la suite d'une oxydation sèche à 1100°C pendant 15 heures, suivie de la gravure chimique de l'oxyde thermique (BE 7 :1). L'évolution du profil de la surface de silicium simulée en fonction de η_0 est superposée à la photographie MEB. (c) Zoom sur l'apex de la pointe et des courbes de simulation.

Afin de déterminer le paramètre de viscosité à faible niveau de contraintes, il convient d'effectuer une oxydation suffisamment longue. En l'occurrence, une oxydation d'une durée de 15 heures a été réalisée, conduisant à la croissance de 0,6 μm d'oxyde. L'accord entre la simulation et le profil expérimental après oxydation et désoxydation est optimisé pour une valeur de viscosité η_0 de 6×10^{14} poises, comme illustré sur la Figure IV-1. Cette valeur est cohérente avec les données recueillies parmi les études expérimentales relatives aux oxydes secs. En effet, il a été établi pour des oxydes associés à une concentration en radicaux -OH inférieure à 0,03 %, une viscosité à l'équilibre de 5×10^{14} poises pour une croissance réalisée à 1100°C [Sutardja 89].

IV.2 Calibration à 1000°C

Les résultats présentés ici, concernant la calibration du modèle pour une température d'oxydation de 1000°C, sont préliminaires. En effet, compte tenu du ralentissement de la cinétique d'oxydation à mesure que la température diminue, il est indispensable d'accroître le temps d'oxydation, comparativement au cas précédent, dans le but d'avoir autant de latitude pour établir la valeur optimale de η_0 . À défaut d'une quantité suffisante d'oxygène lors de cette expérience, une oxydation de 6 heures a été effectuée, permettant néanmoins une première approximation de η_0 pour une température de 1000°C.

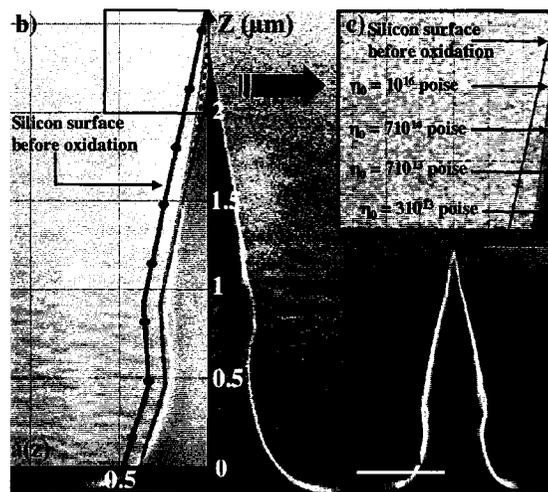


Figure IV-2: Illustration de la calibration du paramètre phénoménologique de la viscosité η_0 pour une oxydation sèche à 1000°C. (a) Photo MEB d'un pilier de silicium avant oxydation. (b) Photo MEB de la pointe de silicium obtenue à la suite d'une oxydation sèche à 1000°C pendant 6 heures, suivie de la gravure chimique de l'oxyde thermique (BE 7 :1). L'évolution du profil de la surface de silicium simulé en fonction de η_0 est superposé à la photographie MEB. (c) Zoom sur l'apex de la pointe et des courbes de simulation.

Les résultats de cette simulation sont donnés sur la Figure IV-2. L'accord est optimisé pour une valeur de viscosité η_0 de 1×10^{16} poises. Cette valeur est supérieure à la viscosité à faible niveau de contrainte obtenue pour 1100°C. Par contre, elle est inférieure aux estimations données par Rafferty et co-auteurs [Rafferty 89], bien que ces derniers aient établi une valeur de viscosité pour un oxyde thermique en ambiance sèche à 800°C, ayant subi un post-recuit à 1000°C (conditions expérimentales différentes de la nôtre). En se conformant à ce protocole expérimental, Rafferty et co-auteurs ont trouvé une viscosité η_0 de $2,9 \times 10^{17}$ poises (29 fois plus élevée que la valeur déterminée dans notre cas). Par conséquent, il convient d'effectuer une oxydation plus longue, pour confirmer et / ou affiner l'extraction du paramètre η_0 .

IV.3 Résumé des paramètres de calibration à 1000°C et 1100°C

Le tableau ci-dessous résume les valeurs de chaque paramètre phénoménologique qui a été calibré et sera incorporé dans le présent modèle, compte tenu d'une oxydation thermique en ambiance sèche réalisée à 1000 et 1100°C.

Température	Volume d'activation de la réduction de constante de réaction: $V_k (\text{\AA}^3)$	Coefficient de plasticité: α (cm^2/dyne)	Viscosité de l'oxyde à faible niveau de contrainte: η_0 (poises)
1000°C	12,5	5×10^{-10}	10^{16}
1100°C	12,5	6×10^{-10}	6×10^{14}

Tableau IV-1: Ensemble des paramètres calibrés pour le modèle visqueux d'oxydation de pointes en ambiance sèche à 1000°C et 1100°C.

IV.4 Validation du modèle pour une température de 1100°C

Après avoir paramétré ce modèle pour une température de 1100°C, plusieurs séries d'oxydation thermiques sèches ont été menées à cette température pour valider la procédure de calibration. L'accord entre le profil expérimental et la simulation a confirmé les valeurs des paramètres phénoménologiques préalablement définies. La Figure IV-3 témoigne de cet accord en présentant les résultats de simulation pour une oxydation d'une durée de 150 minutes.

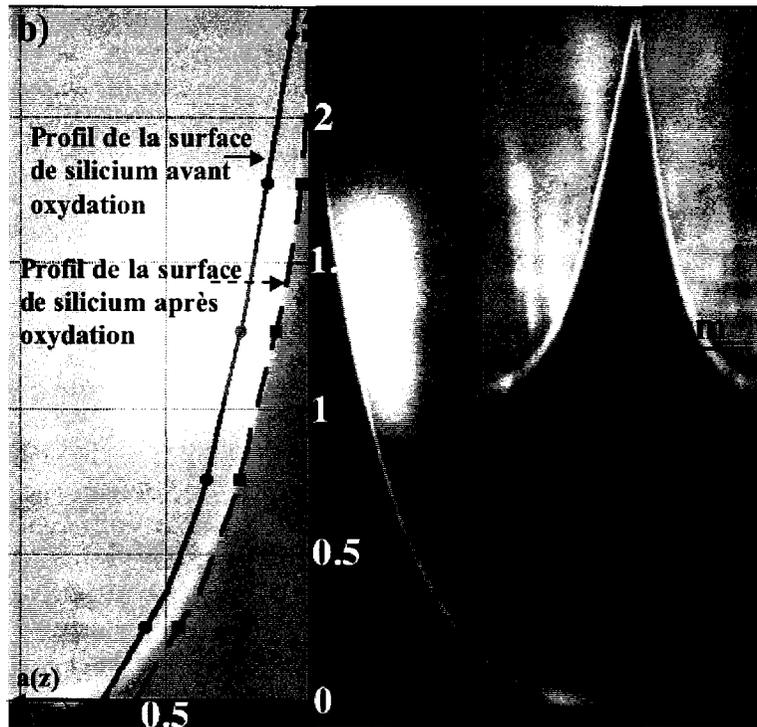


Figure IV-3: Vérification des paramètres du modèle pour une oxydation sèche à 1100°C d'une durée de 150 min. (a) Photo MEB du pilier de silicium avant oxydation. (b) Le profil de la surface de silicium simulé à partir du modèle calibré, est superposé à la photographie MEB de la pointe de silicium résultant de l'oxydation et de la gravure chimique de l'oxyde thermique (BE 7 :1).

Conclusion

En conclusion, un modèle analytique permettant de prévoir le mécanisme d'effilage de piliers de silicium par oxydation thermique a été développé dans cette étude. Ce modèle constitue, pour cette géométrie particulière, une alternative possible aux outils de simulation de procédés technologiques basés sur les éléments finis.

Le domaine de validité du modèle se limite à une oxydation en ambiance sèche, et des températures supérieures à 1000°C, pour lesquelles la composante élastique de la silice n'intervient pas. De fait, l'oxyde est considéré comme un fluide purement visqueux. Une calibration expérimentale des paramètres phénoménologiques du modèle a permis d'établir une valeur de viscosité à faible niveau de contraintes η_0 de $6 \cdot 10^{14}$ poises pour une température d'oxydation de 1100°C, et une première estimation de 10^{16} poises pour 1000°C. À partir de ce modèle, des pointes présentant un rayon de courbure à l'apex inférieur à la dizaine de nanomètres, et un demi-angle d'ouverture de l'ordre de 5° , ont pu être obtenues, pour des applications ayant trait au filtrage nano-électromécanique.

Des expériences supplémentaires doivent être menées afin de confirmer la valeur de la viscosité à faible niveau de contraintes pour 1000°C et calibrer le modèle pour des températures intermédiaires et supérieures à celles déjà établies, mais également pour des gammes de températures inférieures au seuil de 960°C. Dans ce dernier cas, il convient d'implémenter le modèle rhéologique le plus approprié. Enfin, cette procédure doit être répétée pour une ambiance d'oxydation humide. Une étude est également en cours afin d'intégrer l'oxydation verticale du sommet des structures, permettant la combinaison de l'érosion latérale des piliers avec la consommation verticale du silicium via le sommet des structures. Cette intégration est d'autant plus nécessaire que le diamètre apparent (vue de dessus) à l'apex des piliers est élevé.

V Références bibliographiques

- [Baccus 89] B. Baccus, E. Dubois, D. Collard, and D. Morel,
Efficient Two dimensional Multilayer Process Simulation of Advanced Bipolar Devices,
Solid-State Electronics, Vol. **32**, p. 1013, 1989.
- [Baccus 98] B. Baccus, D. Collard, P. Ferreira, T. Hoffmann, E. Lampin, V. Senez, and E. Vandebossche,
Isen Modeling Package for Integrated Circuit Technology (User 's Guide, Version 4.9.1),
ISEN, manuel utilisateur, Mars 1998.
- [Binnig 99] G. Binnig, M. Despont, U. Drechsler, W. Häberle, M. Lutwyche, P. Vettiger, H. J. Mamin, B. W. Chui, and T. W. Kenny,
Ultra High-Density AFM Data Storage with Erase Capability,
Appl. Phys. Lett., **74**, pp. 1329-1331, 1999.
- [Bridgman 49], P. W. Bridgman,
The Physics of High Pressure,
London : G. Bell and Sons Ltd, 1949.
- [Brown 82] D. K. Brown, S. M. Hu and J. M. Morrissey
Journal of the Electrochemical society, vol. **129**, p. 1084, 1982.
- [Buchailot +00] L. Buchailot, and D. Collard.
Filtre nano-électromécanique,
Patent B 13594 PV, Juin 2000.
- [Busta 92] H. H. Busta,
Vacuum microelectronics-1992,
J. Micromech. Microeng., 2, pp. 43-74, 1992.
- [Cea 96] S. Cea
Multidimensional viscoelastic modeling of silicon oxidation and titanium silidation
Ph.D. Dissertation, University of Florida 1996.
- [Chen +00] Y. Chen,
Modeling of the self-limiting oxidation for nanofabrication of Si,
Proc. of the 3rd Int. Conf. on Modeling and Simulation of Microsystems, San Diego, pp.56-58, 2000.
- [Chin 83] D. Chin, S.-Y. Oh, S.-M. Hu, R. W. Dutton, and J. L. Moll,
Two-dimensional Oxidation,
IEEE Trans. Electron Devices, **30**, No. 7, pp. 744-749, July 1983.
- [Collard 87] D. Collard, B. Baccus, and E. Dubois,
IMPACT User 's Guide,
Manuel d'utilisation, ISEN 1987
- [Deal 65] B.E. Deal and A.S. Grove,
General Relationship for the thermal oxidation of Silicon,
J. Appl. Phys., vol. **36**, No. 12, pp. 3770-3778, 1965.
- [Eyring 36] H. Eyring,
Viscosity, plasticity, and diffusion as examples of absolute reaction rates,
Journal of Chemical Physics, Vol. **4**, p. 283, 1936.
- [Folch 97] A. Folch, M. S. Wrighton, and M. A. Schmidt,
Microfabrication of oxidation-sharpened silicon tips on silicon nitride cantilevers for atomic force microscopy,
J. Microelectromech. Syst., **6**, No. 4, pp. 303-306, 1997.

Chapitre 2 – Modélisation de l'oxydation thermique de pointes en silicium.

[Grow +02] R. J. Grow, S. C. Minne, S. R. Manalis, and C. F. Quate,
Silicon Nitride Cantilevers with Oxidation-Sharpended Silicon Tips for Atomic Force Microscopy,
IEEE J. Microelectromech. Sys., **11**, No. 4, pp. 317-321, 2002.

[Han 87] C.J. Han, and C.R. Helms,
Silicon dry oxidation kinetics : effects of the choice of integration constant on fits to the linear parabolic model,
Journal of the Electrochemical society : solid state science and technology, vol. 134, No. 2, p. 504, Feb. 1987.

[Heterington 64] G. Heterington et al.,
The viscosity of vitreous silica,
Physics and chemistry of Glasses, vol. 5, p. 130, 1964.

[Hsueh 83] C. H. Hsueh, and A. G. Evans,
Oxidation Induced Stresses and some Effects on the behavior of Oxide Films,
J. Appl. Phys., vol. 54, No. 11, p. 6672, November 1983.

[Hu 88] S. M. Hu,
Effect of Process Parameters on Stress Development in Two-Dimensional Oxidation,
J. Appl. Phys., vol. 64, No. 1, p. 323, July 1988.

[Huq 95] S. E. Huq, L. Chen, and P. D. Prewett,
Fabrication of sub-10nm silicon tips: A new approach,
J. Vac. Sci. Technol. B **13**, No.6, pp.2718-2721 (1995).

[Huq 98 a] S. E. Huq, G.H. Grayer, S.W. Moon, and P. D. Prewett,
Fabrication and characterisation of ultra sharp silicon field emitters,
Mat. Sci. & Technol. Engineering B **51**, pp.150-153 1998.

[Huq 98 b] S. E. Huq, M. Huang, P. R. Wilshaw, and P. D. Prewett,
Microfabrication and characterization of gridded polycrystalline silicon field emitter devices,
J. Vac. Sci. Technol. B **16**, No. 2, pp.796-798, 1998.

[Irene 78] E. A. Irene,
Silicon Oxidation Studies : Some Aspects of the Initial Oxidation Regime,
Journal of the Electrochemical society, vol. 125, p. 1708, 1978.

[ISE 98] Integrated Systems Engineering AG,
DIOS_{ISE} Reference Manual,
1998

[Jansen 95] H. V. Jansen, M. J. de Boer, and M. C. Elwenspoek,
The black silicon method IV: The fabrication of three dimensional structures in silicon with high aspect ratios for scanning probe microscopy and other applications,
Proc. IEEE Micro Elec. Mech. Sys. 1995, A'dam, Netherlands, 88, 1995.

[Jorgensen 62] P.J. Jorgensen,
Journal of Chemical Physics, vol. 37, P. 874, 1962.

[Kao 87] D-B. Kao, J. P. McVittie, W. D. Nix, K. C. Saraswat,
Two-Dimensional Thermal Oxidation of Silicon-I. Experiments,
IEEE Trans. Electron Devices, 34, No. 5, pp. 1008-1017, 1987.

[Kao 88] D-B. Kao, J. P. McVittie, W. D. Nix, K. C. Saraswat,
Two-Dimensional Thermal Oxidation of Silicon-II. Modeling Stress Effects in Wet Oxides,
IEEE Trans. Electron Devices, 35, No. 1, pp. 25-37, 1988.

[Liu 94] H. L. Liu, D. K. Biegelsen, F. A. Ponce, N. M. Johnson, and R. F. W. Pease,
Self-limiting oxidation for fabricating sub-5 nm silicon nanowires,
Appl. Phys. Lett. Vol. 64, pp. 1383-1385, 1994.

Chapitre 2 – Modélisation de l'oxydation thermique de pointes en silicium.

- [Mcgruer 91] N. E. Mcgruer, K. Warner, P. Singhal, J. J. Gu, and C. Chan,
Oxidation-sharpened gated field emitter array process,
IEEE Trans. Electron Devices, **38**, No. 10, pp. 2389-2391, 1991.
- [Marcus 90] R. B. Marcus, T. S. Ravi, T. Gmitter, K. Chin, D. Liu, W. J. Orvis, D. R. Ciarlo, C. E. Hunt, and J. Trujillo,
Formation of silicon tips with <1nm radius,
Appl. Phys. Lett., Vol. **56**, No.3, pp.236-238, 1990.
- [Massoud 85 a)] H. Z. Massoud, J. D. Plummer, and E. A. Irene,
Thermal Oxidation of Silicon in dry oxygen. Accurate Determination of the Kinetic Rate Constants,
J. Electrochem. Soc., 132, No. 7, pp. 1745-1753, 1985.
- [Massoud 85 b)] H. Z. Massoud, J. D. Plummer, and E. A. Irene,
Thermal oxidation of silicon in dry oxygen growth-rate enhancement in the thin regime. I. Experimental results,
J. Electrochem. Soc., 132, No. 11, pp. 2685-2693, 1985.
- [Massoud 85 c)] H. Z. Massoud, J. D. Plummer, and E. A. Irene,
Thermal oxidation of silicon in dry oxygen growth-rate enhancement in the thin regime. II. Physical mechanisms,
J. Electrochem. Soc., 132, No. 11, pp. 2693-2700, 1985.
- [Mizuno 87] T. Mizuno, S. Sawada, S. Maeda, and S. Shinozaki,
Oxidation rate reduction in the submicrometer LOCOS Process,
IEEE Trans. Electron Devices, 34, No. 11, pp. 2255-2259, 1987.
- [Pinto 93] M. R. Pinto, C. S. Rafferty, R. K. Smith, and J. Bude
ULSI Technology Development by predictive simulation,
Proc. of the IEDM'93, p. 701, 1993.
- [Plummer 93] J. D. Plummer,
Process simulation in submicron silicon structures,
Proc. of the 4th International Symposium on Ultra Large Scale Integration Science and Technology, p. 93, 1993.
- [Rafferty 89] C. S. Rafferty, L.M. Landsberger, R. W. Dutton, and W. A. Tiller,
Nonlinear viscoelastic dilatation of SiO₂ films,
Appl. Phys. Lett. Vol. **54**, No. 2, pp. 151-152 (1989).
- [Rakhshandehroo 98] M. R. Rakhshandehroo and S. W. Wang,
Fabrication of self-aligned silicon field emission devices and effects of surface passivation on emission current,
J. Vac. Sci. Technol. B, **16**, No. 2, pp.765-769, 1998.
- [Rangelow +01] I. W. Rangelow, St. Biehl,
High aspect ratio silicon tips field emitter array,
Microelectronic Engineering, No. 57-58, pp. 613-619, 2001.
- [Ravi 91] T. S. Ravi, R. B. Marcus, and D. Liu,
Oxidation sharpening of silicon tips,
J. of Vacuum Science & Technology B, Vol. **9**, No 6, pp. 2733-2737, November 1991
- [Reisman 87] A. Reisman, E. H. Nicollian, C. K. Williams, and C. J. Merz,
The modelling of silicon oxidation from 1.10⁻⁵ to 20 atmospheres,
Journal of Electronic Materials, Volume 16, pages 45-55, 1987.
- [Senez 95] V. Senez,
Modélisation bidimensionnelle de l'oxydation de silicium : analyse viscoélastique de la relaxation des contraintes
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, No d'ordre : 1449, Janvier 1995.

Chapitre 2 – Modélisation de l'oxydation thermique de pointes en silicium.

- [Senez +01] V. Senez,
La modélisation et la simulation numérique de procédés de fabrication sur silicium : contributions et réflexions,
Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, USTL, Spécialité électronique, No d'ordre : H306, Octobre
2001.
- [Sheng 78] T. T. Sheng, and R. B. Marcus,
Gate Oxide Thinning at the Isolation Oxide Wall,
J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, 125, No. 3, pp. 432-434, 1978.
- [Sheng 82] T. T. Sheng, and R. B. Marcus,
The Oxidation of Shaped Silicon Surfaces,
J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology, 129, No. 6, pp. 1278-1282, 1982.
- [Sutardja 89] P. Sutardja, and W. G. Oldham,
Modeling of Stress Effects in Silicon Oxidation,
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 36, No. 11, pp. 2415-2421, 1989.
- [Toshiyoshi 99] H. Toshiyoshi, M. Goto, M. Mita, H. Fujita, D. Kobayashi, G. Hashiguchi, J. Endo, and W.
Wada,
Fabrication of micromechanical tunneling probes and actuators on a silicon chip,
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 38, pp. 7185-7189, 1999.
- [Umimoto 89] H. Umimoto, S. Odanaka, I. Nakao, and H. Esaki,
Numerical Modeling of Nonplanar Oxidation Coupled with Stress Effects,
IEEE Trans. Computer Aided Design, Vol. 8, No. 6, pp. 599-607 (1989).
- [Wilson 87] L. O. Wilson, and R. B. Marcus,
Oxidation of Curved Silicon Surfaces,
J. Electrochem. Soc., Vol. 134, No. 2, p. 481, 1987.
- [Yamabe 87] K. Yamabe, and K. Imai
Nonplanar Oxidation and reduction of Oxide Leakage currents at Silicon corners by rounding-off oxidation,
IEEE Trans. Electron Devices, 34, No. 8, pp. 1681-1687, 1987.
- [Zelenka +01] S. Zelenka,
Stress-Related Problems in Process Simulation,
Ph.D. Dissertation, reprinted in Series in Microelectronics Vol. 117, Diss. No. 14220, 2001.

Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques

I	Introduction	138
II	Lexique des forces inter-surfaciques.....	140
	II.1 Les forces de Van der Waals	140
	II.2 Les forces de capillarité	143
III	Mesure des forces d'adhésion à l'apex d'une nanopointe de silicium à l'aide d'un microscope AFM.....	146
	III.1 Équipement utilisé.	146
	III.2 Les courbes d'approche-retrait.....	154
	III.3 Protocole et mesures expérimentales.	156
	III.4 Interprétations des mesures expérimentales.....	160
	III.5 Conséquence sur la conception du filtre nano-électromécanique :.....	165
IV	Verrouillage assisté par la stiction de structures tridimensionnelles auto-assemblées.	169
	IV.1 Principe du verrouillage par stiction.....	172
	IV.2 Modélisation et dimensionnement des structures.....	173
	IV.3 Simulations du procédé de verrouillage assisté par la stiction :	182
	IV.4 Résultats expérimentaux	188
V	Conclusion.....	190
VI	Références bibliographiques.....	191

I Introduction

Dans le domaine des microsystèmes, la « stiction » (contraction de collage et de friction statique) [Maboudian 97, Buks +01] est généralement classée parmi les mécanismes de défaillance [Mastrangelo 97, 98] au même titre que les ruptures mécaniques (fracture, fatigue, présence de défauts) [McIntyre 97, Kahn 99, Srikar +02], l'usure et le vieillissement des matériaux (abrasion, corrosion, limite d'élasticité), et la délamination.

La stiction renvoie au collage permanent de microstructures mobiles avec le substrat ou avec des surfaces adjacentes. Elle est le résultat d'un affaissement mécanique de la ou des structures mobiles induit par des forces externes (chocs accidentels, tension d'actionnement supérieure à la tension d'effondrement ou de « pull-in ») [Boer 97 a), b), 99] couplé aux forces d'adhésions intersurfaciques (forces de capillarité, Van der Waals, Casimir [Chan +01, Buks +01, +02, Emig +03, Johnstone +02, Kenneth +02], triboélectrification...) [Israelachvili 92]. Ce phénomène se manifeste essentiellement en deux occasions : pendant l'étape de fabrication du dispositif, plus exactement au cours de la gravure chimique du matériau sacrificiel (étape permettant de libérer des structures pour les rendre mobiles) ; ou lorsqu'un dispositif déjà en fonctionnement est exposé à un taux d'humidité important. On recense plusieurs facteurs favorisant son apparition : distance de séparation submicronique, contrainte résiduelle dans les matériaux structurels [Yee 93], faible constante de raideur mécanique, taux d'humidité élevé. Dans le présent chapitre, nous avons décliné les effets de la stiction selon deux axes distincts.

Dans un premier temps, nous avons étudié la distribution spatiale des forces intersurfaciques à l'apex d'une nanopointe de silicium. Cette étude entre dans le cadre de l'utilisation du sommet d'une nanopointe comme actionneur dans deux applications potentielles : en tant que partie résonante d'un filtre nano-électromécanique [Buchaillet +00] (cf. chapitre 1), et en tant qu'élément de préhension [Rollot +00 a), b)] pour la caractérisation de cellules. Quelle que soit l'application, il est nécessaire de bien appréhender les effets des forces intersurfaciques intervenant à l'apex de la nanopointe, dans le souci de s'affranchir des phénomènes de stiction qui peuvent survenir soit pendant la fabrication du dispositif, soit en cours de fonctionnement [Gogoi 95, Maboudian 97]. Pour ce faire, nous avons utilisé le microscope à force atomique (Atomic Force Microscope : AFM) comme outil de mesure [Weisenhorn 92, Torii 94, Capella 99]. L'angle d'ouverture et le rayon de courbure au sommet de la nanopointe, étant plus petits que ceux de la pointe AFM, la surface sondée par celle-ci est concentrée essentiellement au niveau de l'apex de la nanopointe, du fait de la convolution d'objet.

Dans un second axe de recherche, les forces intersurfaciques sont utilisées pour induire volontairement le collage permanent d'une structure libérée sur une surface sous-jacente. Cette approche constitue ainsi une alternative aux verrous mécaniques employés dans les techniques d'auto-assemblage tridimensionnelles (3D) pour figer des structures micro-usinées dans une configuration spatiale donnée. En l'occurrence, il s'agit d'un actionneur 3D pour des applications ayant trait à l'optique adaptative [Quévy +01].

Le chapitre est organisé comme suit : la première partie passe en revue les principales forces d'adhésion et plus particulièrement celles intégrées dans le cadre des modèles présentés par la suite ; dans la seconde partie, nous exploiterons les techniques de microscopie à force

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

atomique pour quantifier les forces intersurfaciques à l'apex d'une nanopointe en silicium. La force maximale ainsi mesurée sera prise en compte dans un modèle de conception d'un filtre nano-électromécanique employant l'extrémité d'une nanopointe de silicium comme élément résonant [Buchailot +00, Wang 99, +00, Nguyen 99]. En fonction des dimensions et de la géométrie de cette partie vibrante, on calculera sa constante de raideur mécanique statique. De là sera déduit l'entrefer minimal assurant une élimination complète des phénomènes de collage susceptibles de se produire au cours du procédé de fabrication du dispositif, voire d'altérer son fonctionnement. Enfin, nous présenterons, dans la troisième partie, l'approche qui a été retenue pour fixer des structures tridimensionnelles, par le biais de la stiction.

II Lexique des forces inter-surfaciques

Les forces d'adhésion sont des forces surfaciques, à opposer aux forces de gravité ou inertielles qui sont quant à elles des forces volumiques. Dans le cadre de cette étude, on considérera uniquement les deux classes de forces d'adhésion au module le plus important à l'échelle microscopique. Il s'agit des forces de Van Der Waals [Israelachvili 92]. L'origine de ces forces émane de l'interaction induite par les moments dipolaires permanents des atomes en surface. La seconde classe de forces intersurfaciques prises en compte ici est la force de capillarité [Bingelli 94]. Celle-ci est liée à la condensation capillaire qui apparaît lorsqu'on approche deux surfaces hydrophiles dans un milieu relativement humide.

II.1 Les forces de Van der Waals

Il s'agit d'interactions d'origine électriques qui, pour la plupart, proviennent des interactions entre des dipôles. Elles sont toujours présentes lorsque deux surfaces interagissent.

II.1.1 Origine et expression de l'interaction de Van der Waals au niveau moléculaire

En guise d'introduction, il convient de rappeler l'expression du potentiel d'énergie d'interaction entre deux molécules ou atomes. Il est donné par le potentiel de Lennard-Jones, et s'exprime comme suit :

$$U(r) = \frac{\alpha}{r^{12}} - \frac{\beta}{r^6}, \quad \text{Équation II-1}$$

où r désigne la distance entre les molécules ou atomes, et α , β sont deux constantes positives. Le premier terme est une énergie répulsive et le second une énergie attractive. Ce dernier est lié à l'interaction instantanée dipôle-dipôle entre deux molécules, tandis que le premier terme renvoie à la difficulté de faire s'interpénétrer les nuages électroniques de chaque atome. L'énergie répulsive est prédominante à très courte distance, et l'énergie attractive à plus longue distance. Les distances pour lesquelles l'énergie est nulle correspondent à la somme des rayons de Van der Waals. C'est d'ailleurs sous le vocable de forces de Van der Waals que sont désignées les forces dérivant de la contribution attractive dans le potentiel de Lennard-Jones. Elles sont la somme de trois forces : la force d'induction (ou force de Debye), la force d'orientation (ou force de Keesom) et la force de dispersion (ou force de London). Cette dernière apporte la plus grande contribution, et est toujours présente contrairement aux deux premières. En effet, même pour une distribution en moyenne neutre des charges, il existe des fluctuations temporaires (sur des temps très courts) de la distribution électronique auxquelles s'associent des moments dipolaires instantanés. Par effet d'induction, ces dipôles génèrent autour d'eux des dipôles induits. Les dipôles instantanés et les dipôles qu'ils induisent s'attirent selon une loi en $1/r^6$. Comme il a été dit plus haut, on exprime le potentiel d'interaction entre atomes lié à ces forces, par la formule suivante :

$$U_{vdw} = -\frac{C_{vdw}}{r^6}, \quad \text{Équation II-2}$$

Les forces de Van der Waals qui en découlent s'expriment tout simplement par :

$$F_{vdw}(r) = -\frac{dU_{vdw}(r)}{dr}, \quad \text{Équation II-3}$$

Ainsi, les forces de Van der Waals particulières évoluent en $1/r^7$. Des expériences ont pu mettre en évidence des effets retardés, apparaissant pour des distances de séparation supérieures à 50 nm. En réalité, ce phénomène de retard apparaît progressivement entre $r = 10\text{nm}$ et $r = 50\text{nm}$, pour devenir unique au-delà de 50 nm. Cet effet se traduit par une dépendance à la distance des potentiels retardés, équivalente à celle des potentiels non retardés multipliée par $1/r$, si bien que le module des forces de Van der Waals devient très faible, et négligeable face au poids des particules et corps mis en présence.

II.1.2 La constante de Hamaker

Les énergies de Van der Waals peuvent être étendues pour décrire l'interaction entre deux surfaces, en fonction de la géométrie de celles-ci. Pour ce faire, il suffit d'intégrer les potentiels d'interaction atome-atome sur l'ensemble des corps en présence. Généralement, l'expression de ces potentiels, fait apparaître une constante H , ou A . La première est référencée sous le nom de constante de Lifshitz-Van der Waals, la seconde plus répandue est appelée constante de Hamaker. Toutes deux renvoient aux matériaux constitutifs des solides interagissant, ainsi qu'aux conditions environnementales. Pour ma part, j'utiliserais la constante de Hamaker notée A dans la suite du manuscrit.

À chaque matériau, lui est associée une constante de Hamaker A dans le vide. Ainsi en combinant les constantes de Hamaker de chaque matériau ou milieu mis en présence, on peut remonter à une constante propre à l'interaction globale : c'est le modèle proposé par Mac Lachlan. Dans le cas où l'un des matériaux est fortement polaire (c'est le cas de l'eau), la théorie de Lifshitz, bien que plus complexe, est particulièrement adaptée et donne de très bonnes approximations de A [Lifshitz 56]. On utilisera ce modèle car plus proche des conditions expérimentales faisant intervenir des microstructures à travers l'air ambiant. En effet, d'après cette théorie, il est possible de calculer la constante de Hamaker A_{132} pour deux milieux 1 et 2 interagissant au travers d'un troisième milieu noté 3, à condition de supposer que la fréquence d'absorption électronique de ceux-ci soit identique :

$$A_{132} \approx \frac{3}{4} k_B T \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} \right) \left(\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} \right) + \frac{3h\nu_e}{8\sqrt{2}} \frac{(\eta_1^2 - \eta_3^2)(\eta_2^2 - \eta_3^2)}{\sqrt{(\eta_1^2 + \eta_3^2)}\sqrt{(\eta_2^2 + \eta_3^2)}\left[\sqrt{(\eta_1^2 + \eta_3^2)} + \sqrt{(\eta_2^2 + \eta_3^2)}\right]}, \quad \text{Équation II-4}$$

où h désigne la constante de Planck ($h = 6,626.10^{-34}$ J.s.) ; k_B la constante de Boltzmann ($1,381.10^{-23}$ J.K⁻¹) ; T la température en K ; ν_e la principale fréquence d'absorption électronique dans l'UV (typiquement égale à 3.10^{15} s⁻¹) ; η_i et ε_i respectivement l'indice de réfraction du milieu dans le visible et sa permittivité diélectrique.

Dans le Tableau II-1, sont consignées les données nécessaires au calcul de la constante de Hamaker $A_{SiEauSi_3N_4}$ pour le silicium (milieu 1) en interaction avec du nitrure stœchiométrique (milieu 2) à travers l'eau (milieu 3).

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

Milieu	eau	silicium (Si)	nitride de silicium (Si ₃ N ₄)
Constante diélectrique ϵ_r	80	11,9 [Sze 88]	7
Indice de réfraction n_i	1,333	3,42 [Sze 88]	2,01 (pour un dépôt LPCVD) [Sze 88] 1,8 à 2,5 (pour un dépôt PECVD) [Sze 88]

Tableau II-1: Indice de réfraction et constante de diélectrique de l'eau, du silicium, et du nitride stœchiométrique.

Dès lors, en appliquant l'équation II-4, on trouve pour le silicium en interaction avec du Si₃N₄ déposé en LPCVD, à travers l'eau, $A_{132} = 22,107.10^{-20}$ J. Pour information, la constante de Hamaker du silicium est de $25,8.10^{-20}$ J, et celle de l'or équivaut à $54,6.10^{-20}$ J.

II.1.3 Les interactions entre différentes géométries

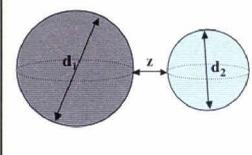
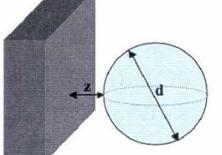
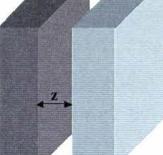
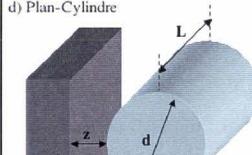
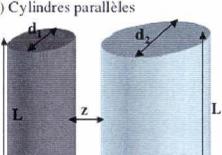
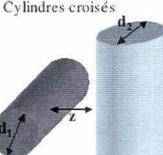
<p>a) Sphère-sphère</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}d_1d_2}{12z^2(d_1+d_2)}$	<p>b) Plan-sphère</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}}{12z^2}d$	<p>c) Plan-plan</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}S}{6\pi z^3}$
<p>d) Plan-Cylindre</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}L\sqrt{d}}{16z^{5/2}}$	<p>e) Cylindres parallèles</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}L}{16z^{5/2}}\sqrt{\frac{d_1d_2}{(d_1+d_2)}}$	<p>f) Cylindres croisés</p>  $F_{vdw} = \frac{A_{123}}{12z^2}\sqrt{d_1d_2}$

Tableau II-2: Forces d'interactions de Van der Waals pour différentes géométries. (a) Interaction sphère de diamètre d_1 et sphère de diamètre d_2 (b) Plan et sphère (de diamètre d) (c) Plan-plan de surface S (d) Plan et cylindre (diamètre d et longueur L) (e) Cylindres parallèles (f) Cylindres croisés.

Dans ce qui suit, on considérera deux solides constitués respectivement d'un matériau (1) et d'un matériau (2), en interaction à travers un troisième milieu (3). En sommant les interactions de Van der Waals entre chaque molécule des corps en présence, on peut calculer l'énergie d'interaction entre deux surfaces pour des géométries différentes, ainsi que l'expression des forces en découlant. Le Tableau II-2 résume les principales configurations géométriques et les expressions des forces de Van der Waals qui leur sont associées.

Dans le cas où les surfaces des corps en interaction présentent une rugosité moyenne b non nulle, il faut prendre en compte leur incidence dans l'expression des forces de Van der Waals. En effet, le module de ces forces en sera réduit de la manière suivante :

$$F_{vdw}(b) = \left(\frac{z}{z+b/2} \right)^2 F_{vdw}$$

Équation II-5

La Figure II-1 illustre cet effet de réduction du module des forces de Van der Waals. En l'occurrence, il s'agit d'une interaction surfacique de type sphère-plan. L'ensemble modélise l'extrémité d'une pointe (sphère) en nitrure de silicium d'un microscope à force atomique imageant une surface (plan) en silicium. Le rayon de courbure à l'apex de la pointe est de 70 nm. L'acquisition d'image est réalisée à l'air libre. Par conséquent, on considérera l'existence d'une fine pellicule d'eau entre la pointe et l'échantillon. De fait, la constante de Hamaker correspondant à cette interaction est calculée pour un système silicium / eau / nitrure de silicium.

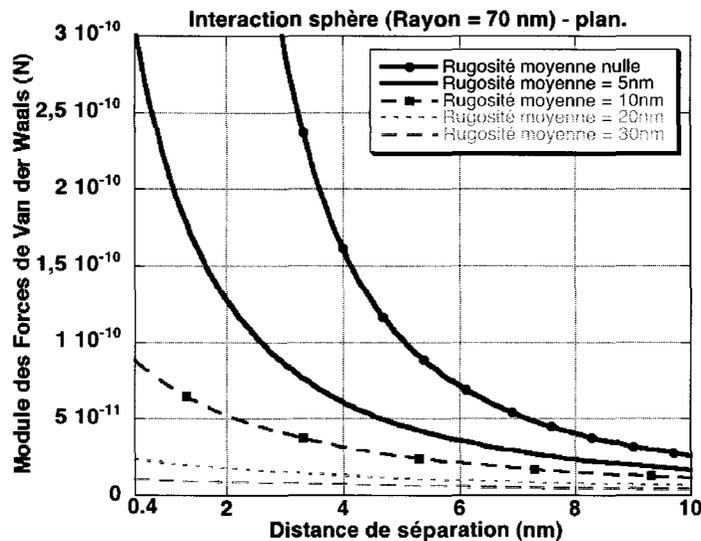


Figure II-1: Illustration de la réduction du module des forces de Van der Waals, en fonction de la rugosité moyenne des surfaces, dans le cas d'une interaction de type plan-sphère.

II.2 Les forces de capillarité

Ces forces sont à prendre en compte dès lors que le degré d'hygrométrie de l'environnement du microsystème dépasse 5%. Il se crée un film aqueux sur les surfaces des matériaux. Nous allons illustrer ce phénomène en considérant deux surfaces en vis-à-vis, dans une atmosphère humide. La condensation de la vapeur d'eau sur les deux surfaces crée un volume de liquide qui prend la forme d'un ménisque, reliant les surfaces si celles-ci sont suffisamment proches l'une de l'autre. À l'équilibre, l'étalement de ce ménisque dépend de la tension superficielle du liquide γ_L qui oppose une résistance à l'augmentation de sa surface et des forces d'adhérence à l'interface solide / liquide qui proviennent de l'absorption des molécules du liquide par la surface (angle de contact). Les déplacements relatifs des deux surfaces vont se traduire en une variation de la surface du film aqueux, obéissant aux lois de l'hydrostatique. Néanmoins, au-delà d'une certaine distance de séparation, l'épaisseur du liquide au milieu du ménisque est telle que sa cohésion n'est plus assurée, signifiant la rupture du pont aqueux entre les surfaces.

Dans le cas où le ménisque existe, il se crée une force de capillarité entre les deux surfaces, résultant de la différence de pression à l'interface solide / liquide (force de Laplace). Cette pression dépend de la tension de surface du liquide γ_L ($\gamma_L = 0,072 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ pour l'eau), ainsi

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

que des rayons de courbure du ménisque r_1 et r_2 représentés sur la Figure II-2, et reliés à l'humidité relative p/p_{sat} à l'équilibre par l'équation de Kelvin :

$$\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)^{-1} = r_k = \frac{\gamma_L V}{RT \ln(p/p_{sat})}, \quad \text{Équation II-6}$$

V désignant le volume molaire de l'eau ($\gamma_L V/RT=0,54$ nm à 20°C), et r_k le rayon de Kelvin.

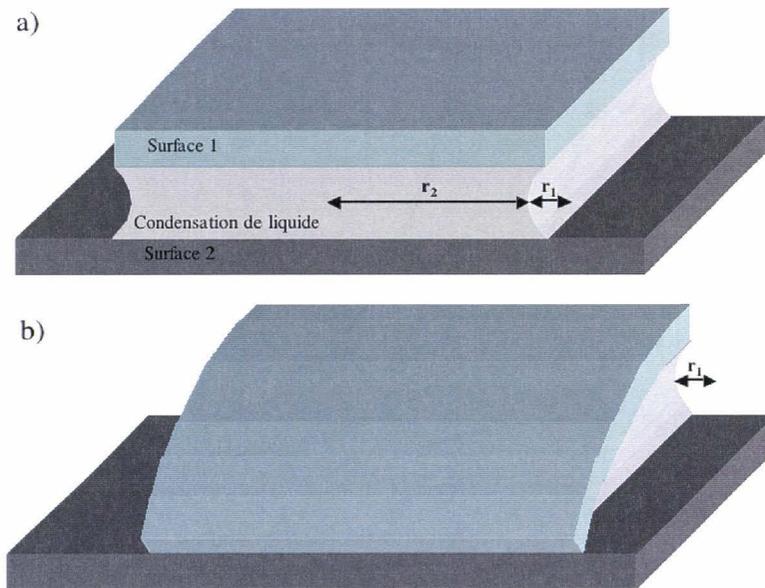


Figure II-2: a) Schéma illustrant la création d'un ménisque aqueux entre deux surfaces mises en regard. Représentation des rayons de courbure du ménisque. b) Illustration de l'effondrement de la structure supérieure si sa force de rappel mécanique est inférieure aux forces de capillarité.

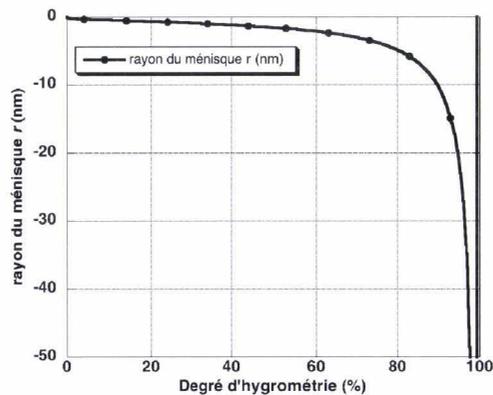


Figure II-3: Evolution du rayon d'un ménisque d'eau torique concave, en fonction du degré d'hygrométrie.

Dans le cas d'un ménisque d'eau torique concave, on pose $r_1=r_2=r$, où r désigne le rayon du ménisque. La Figure II-3 donne l'évolution de r pour différentes conditions

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

environnementales (humidité relative). On trouve ainsi que $r = \infty$ lorsque $p/p_{sat}=1$, $r \approx -10$ nm lorsque $p/p_{sat} = 0,9$, $r \approx -1,6$ nm lorsque $p/p_{sat} = 0,5$, et enfin $r \approx -0,5$ nm lorsque $p/p_{sat} = 0,1$.

Pour déterminer le potentiel d'interaction lié à l'existence de la force capillaire, on considère l'approximation proposée par Jacob Israelachvili [Israelachvili 92] et maximisant légèrement le module des forces capillaires. Elle consiste à annuler l'angle de contact liquide-surface. Dans le cas de deux surfaces planes en regard, on obtient :

$$W_{cap} \approx 2\gamma_L S, \quad \text{Équation II-7}$$

S désignant la surface d'interaction, et γ_L la tension de surface du liquide. Qui plus est, on obtient la force capillaire par dérivation de ce potentiel, en supposant le volume d'eau présent à l'interface constant. Ce faisant, l'expression de la force s'écrit :

$$F_{cap} = -\frac{dW_{cap}}{dD} = -2\gamma_L \frac{dS}{dD} = \frac{2\gamma_L S}{D+d}, \quad \text{Équation II-8}$$

d définissant la hauteur d'immersion (dans le cas présent $d = 2r$), et D la distance de séparation des surfaces. Dans le cas, où une sphère de rayon R interagit avec un plan, l'expression de la force capillaire devient :

$$F_{cap} = \frac{4\pi R\gamma_L}{(1+(D/d))}. \quad \text{Équation II-9}$$

Enfin, pour une configuration de type sphère-sphère, on remplace R dans la formule ci-dessus par $(1/R_1+1/R_2)^{-1}$, où R_1 , et R_2 sont les rayons des deux sphères.

III Mesure des forces d'adhésion à l'apex d'une nanopointe de silicium à l'aide d'un microscope AFM.

Dans cette partie, nous avons étudié la distribution spatiale du module des forces d'adhésion, en fonction de la position du point de contact entre l'apex d'une nanopointe de silicium [Huq 95, 98], et la pointe d'un microscope AFM utilisé en mode contact [Torii 94]. L'amplitude de ces forces est déterminée grâce à l'acquisition des courbes d'approche-retrait (ou courbes de force en fonction de la distance), et la constante de raideur mécanique du cantilever utilisé [Weisenhorn 92, Grigg 92]. Outre la force de décollement, ce type de courbe nous renseigne également sur l'altitude du point de contact. En répétant cette mesure pour tous les points de la surface de l'échantillon, on peut reconstruire la topographie de la surface sondée, ainsi que la distribution spatiale des forces d'adhésion.

Une autre particularité associée à ce travail, réside dans le fait que la nanopointe de silicium est plus acérée que la pointe AFM, et présente un angle d'ouverture au sommet plus petit. De fait, l'image AFM obtenue à l'emplacement d'une nanopointe présentera un effet de convolution des formes des deux pointes, dominé par la géométrie de la pointe AFM. En d'autres termes, c'est la nanopointe de silicium qui image la pointe AFM, et non l'inverse. À chaque localisation d'une nanopointe de silicium sur la surface de l'échantillon scannée, le point de contact est concentré à l'apex de la nanopointe. Sa position ne variera que sur la pointe AFM, sous-tendant différentes géométries de contact (sphère-plan, sphère-sphère, sphère-cylindre). En conséquence, on recueillera une distribution des forces d'adhésion entre l'apex d'une nanopointe de silicium et une pointe AFM, en fonction de la position du point de contact sur cette dernière.

Cette étude a été menée dans le souci d'utiliser la partie supérieure d'une nanopointe de silicium comme actionneur dans deux applications distinctes : en tant qu'élément résonant d'un filtre nano-électromécanique à transduction capacitive, et en tant qu'organe de préhension [Rollet +00 a), b)]. Dans le premier cas, la fréquence centrale visée du filtre doit être compatible avec la gamme des radiofréquences en vigueur dans la téléphonie mobile (0,8 à 2,4 GHz) [Nguyen 98]. Cette gamme de fréquences relativement élevées s'accompagne d'une réduction de la largeur de l'entrefer, afin de maximiser le courant motionnel en sortie. Consécutivement à cette réduction du gap (ou entrefer), il faut veiller à ce que le résonateur présente une constante de raideur mécanique suffisamment élevée. En effet, il s'agit de compenser l'influence croissante des forces intersurfaciques, à mesure que la distance de séparation entre le résonateur et ses électrodes latérales diminue. À la fin de cette partie, une méthode de conception est donc proposée dans le cadre du filtrage nano-électromécanique. Elle consiste à déterminer pour une fréquence centrale donnée (liée aux dimensions de la nanopointe), le gap minimal au-dessus duquel la stiction [Maboudian 97] ne peut se produire.

III.1 Équipement utilisé.

L'appareil de mesure que nous avons utilisé pour l'acquisition des forces de surface, est un microscope à force atomique Multimode Nanoscope® IIIa commercialisé par Digital Instruments. Le microscope à force atomique, fait partie de la famille extrêmement vaste des microscopes à sonde locale, dont le champ d'investigation s'est ouvert avec l'avènement de la

microscopie à effet tunnel (*Scanning Tunneling Microscopy STM*) dans les années 80 sous l'impulsion de Binnig et Rohrer [Binnig 1982].

III.1.1 Rappels sur les techniques de microscopie à champ proche :

Le principe général de ces techniques d'observation repose sur le déplacement d'une sonde très effilée généralement (pointe avec un rayon de courbure nanométrique à l'apex), au-dessus de la surface d'un échantillon à analyser, grâce à des actionneurs piézo-électriques. Ainsi, la sonde est placée dans le gradient de force dû à la présence de l'échantillon, d'où le nom de microscopie à champ proche conféré à ces techniques d'imagerie. Le microscope AFM ne déroge pas à cette règle, bien que sa résolution soit inférieure à celle du microscope STM. Dans les deux cas, lorsque la sonde se trouve à moins de quelques nanomètres de distance de l'échantillon à analyser, des interactions à courte et longue portées apparaissent entre la surface et la sonde. Le mouvement de celle-ci s'en trouve alors altéré. L'asservissement du déplacement vertical de la sonde sur la force d'attraction (s'il s'agit d'un AFM) ou sur le courant tunnel (STM) lors du balayage de la surface va permettre de reconstruire une image topographique de cette surface. Une résolution de quelques nanomètres, voire atomique est ainsi possible. La distance moyenne entre la sonde et le substrat peut varier quant à elle du contact permanent (AFM en mode contact), à quelques angströms (STM), ou à plusieurs nanomètres (AFM en mode oscillant). Outre l'observation, le microscope STM peut être également utilisé pour modifier la surface de l'échantillon (manipulation d'atomes, de charges électriques, gravure, réaction chimique et électrochimique...).

L'AFM quant à lui est un outil particulièrement polyvalent qui peut fournir des images topographiques d'une surface, avec une résolution nanométrique. Aujourd'hui encore, il est un instrument incontournable dans les techniques d'imagerie des surfaces, tant pour des applications ayant trait à la physique des solides, et l'électronique moléculaire, que dans le domaine biologique. Outre l'acquisition du relevé topographique d'une surface, le microscope AFM peut revêtir plusieurs autres fonctions. En effet, il est utilisé pour déterminer les propriétés d'élasticité des matériaux [Yamanaka 97, Cuenot +03, Pruessner +03], réaliser des tests de fatigue sur des poutres en flexion [Sundararajan +02], déplacer des objets nanométriques [Sitti +00], et comme outil de nanolithographie (oxydation anodique locale d'une surface de silicium) [Avouris 97, Legrand 99, +00, Ramsier +01]. Enfin, il peut servir dans l'écriture et la lecture de données pour les applications relatives au stockage de masse [Binnig 99, Vettiger 99].

III.1.2 Principe de fonctionnement de l'AFM :

Dans le cas de l'AFM, la sonde (pointe très fine) est fixée à l'extrémité d'un levier (l'ensemble constituant un cantilever). Le choix de la configuration (géométrie, matériau) de l'ensemble levier-sonde découle directement du mode dans lequel sera utilisé le microscope ainsi que du type d'échantillon à analyser. Ce choix va se traduire par une valeur de constante de raideur mécanique et de fréquence de résonance du levier. Un scanner, constitué de céramiques piézo-électriques pilotées par un ordinateur, va permettre le déplacement de l'échantillon dans les trois directions de l'espace. La pointe va alors balayer la surface de l'échantillon. Sur le modèle de microscope utilisé (Multimode Nanoscope® IIIa de Digital Instrument [DI Inc.]), la flexion du levier est détectée par un faisceau laser qui se réfléchit en son extrémité. Le faisceau réfléchi, dont la déviation dépend de la position du levier, est ensuite détecté par une photodiode 4 cadrans. Pour information, il existe pléthore de méthodes de détection du mouvement de la pointe [Burnham 93] : par interférométrie, détection

capacitive, mesure de résistance dépendante de la contrainte dans le levier... Néanmoins la méthode de détection optique est la plus répandue de par sa souplesse d'utilisation et sa précision.

Le signal électrique recueilli en sortie du photodétecteur est utilisé dans une boucle d'asservissement, qui va permettre de corriger la position verticale de la surface par rapport à la pointe. À partir de cette opération d'asservissement, on va pouvoir remonter aux données topographiques de la surface.

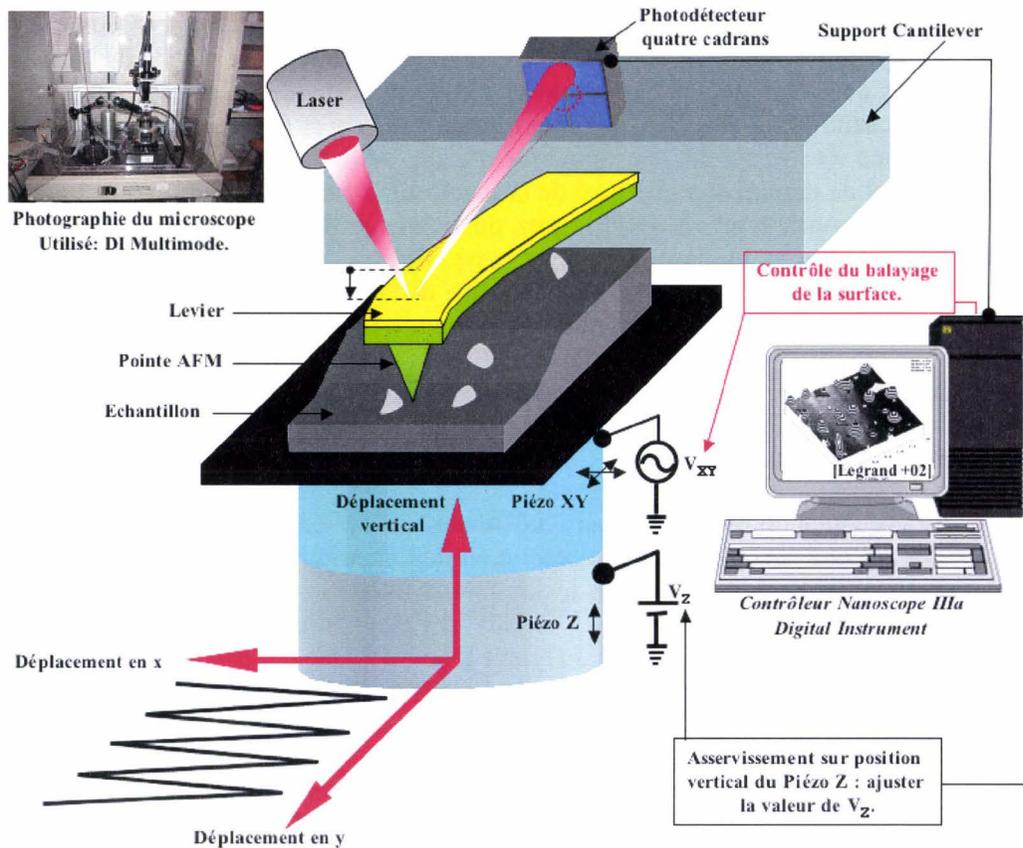


Figure III-1: Schéma descriptif illustrant le fonctionnement de l'AFM. Des céramiques piézo-électriques contrôlées par le système Nanoscope IIIa vont permettre le déplacement de l'échantillon dans les 3 directions spatiales. La surface de celui-ci est sondée dans le plan Oxy par l'apex d'une pointe solidaire d'un levier. La face externe de ce dernier est recouverte d'une fine couche métallique, afin de réfléchir au mieux un faisceau laser focalisé en son extrémité, vers un photodétecteur. Ce détecteur va nous renseigner sur les amplitudes d'oscillation du levier (dans le cas d'un mode de fonctionnement dynamique), ou sur sa déflexion statique (dans le cas du mode contact). Le signal reçu par le détecteur est ensuite comparé à un signal de consigne : la différence entre les deux signaux constituant le signal d'erreur. Enfin, le mouvement du piézo Z est ajusté par le contrôleur nanoscope IIIa de façon à minimiser le signal d'erreur.

Il existe deux modes opératoires pour l'AFM : le mode statique (généralement référencé sous l'appellation mode contact), et le mode oscillant. Le mode oscillant recouvre

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

deux régimes de fonctionnement : un mode sans contact, et un mode de contact intermittent ou TappingModeTM.

a) **Mode statique :**

Le mode contact (ou statique) est certainement le plus simple à mettre en oeuvre. Dans cette configuration, la pointe appuie en permanence sur la surface de l'échantillon. Le principe de ce mode repose sur l'application d'une tension, imposant une flexion constante du cantilever durant l'acquisition des données. Le cantilever fléchit ensuite vers le bas ou le haut sous l'incidence des variations de la topographie de l'échantillon, et des interactions pointe-surface en découlant. La mesure de cette déflexion est ensuite relevée grâce à la réflexion du faisceau laser sur le photo-détecteur.

b) **Mode oscillant :**

Le mode oscillant se caractérise par une excitation mécanique externe du support du cantilever grâce un actionneur piézo-électrique, à une fréquence proche de sa fréquence de résonance (déterminée préalablement par l'expérimentateur, dans le cas où la distance de séparation est très grande devant la distance d'interaction pointe-surface). Ainsi, lorsque la pointe entre en interaction avec la surface, le gradient de force apparaissant va se traduire par un amortissement des amplitudes d'oscillations du levier, un changement de phase (entre celle de l'excitation et celle du levier) et/ou d'un décalage en fréquence. Un asservissement est réalisé sur ces amplitudes, et l'image de la surface est ainsi reconstituée. Ce mode peut se scinder en deux régimes de fonctionnement.

Dans le premier cas, la pointe ne touche pas la surface de l'échantillon afin d'éviter toute détérioration voire indentation possible de la surface de l'échantillon par la sonde et inversement. On parlera également de mode sans contact. Ce mode est particulièrement adapté pour les échantillons fragiles. La pointe se trouve à proximité de la surface, à une distance de consigne. Dans ce cas, la déflexion verticale du cantilever va être induite par les interactions à distance liées aux forces attractives à longue portée entre la pointe et l'échantillon. La résolution d'un tel mode est médiocre puisque la pointe oscille loin de la surface (10 à 100 nm) avec une amplitude d'environ 10 nm.

Le mode de contact intermittent ou TappingModeTM est un compromis entre le mode statique et le mode oscillant sans contact. Il est lui aussi caractérisé par une oscillation de la pointe AFM. À chaque période d'oscillation, la pointe vient taper la surface de l'échantillon. La force moyenne exercée est environ 1000 fois plus faible qu'en mode contact (de l'ordre de 10 pN). Ce mode est très intéressant car il est très simple à mettre en œuvre et permet d'analyser des échantillons fragiles [Kopp-Marsaudon +00, Dubourg +00] pour un résultat d'imagerie excellent. Sans pour autant prétendre à une résolution atomique (du fait notamment des chocs répétés à l'apex de la sonde), on peut atteindre raisonnablement une résolution latérale de quelques nm.

III.1.3 Les pointes AFM :

Au cours des expériences qui furent menées dans le cadre de ce travail, deux types de pointes AFM furent utilisées, selon le mode de fonctionnement du microscope. Dans les deux cas, ces pointes provenaient de chez Nanosensors.

a) **Les pointes utilisées en TappingMode™.**

Dans un premier temps, pour tout ce qui concernait l'acquisition d'images, nous avons utilisé le microscope en mode de contact intermittent ou TappingMode™. La géométrie des cantilevers (ensemble levier-pointe) employés pour ce type de fonctionnement est rappelée dans la figure ci-dessous.

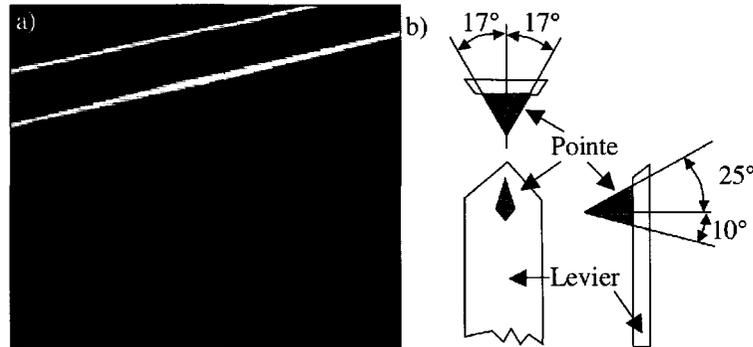


Figure III-2: a) Photo MEB d'une pointe Tapping. b) Illustration de la géométrie et des dimensions du cantilever.

Le cantilever est en silicium dopé N⁺⁺ (0.01-0.025 Ω cm). Sa longueur varie entre 120 et 130 μm , tandis que le rayon de courbure annoncé à l'apex de la nanopointe est de 5 à 10 nm. La constante de raideur nominale annoncée par le fabricant (Nanosensors™) est comprise entre 20 et 100 N/m correspondant à une fréquence de résonance entre 200 et 400 kHz.

b) **Les pointes utilisées en mode contact.**

Le levier utilisé pour réaliser les mesures en mode contact a la forme d'un « V » comme représenté sur la Figure III-3. Le cantilever est en nitrure de silicium. La face externe du levier est quant à elle recouverte d'une fine couche d'or afin de garantir une réflexion optimale du faisceau laser sur le détecteur photodiode. Selon la largeur et la longueur du levier, différentes valeurs de constantes de raideur sont obtenues. Quant à la pointe utilisée, elle est de forme pyramidale (carrée à la base mesurant 5 μm de côté, 35° pour le demi angle d'ouverture, et 70 nm de rayon de courbure au sommet).

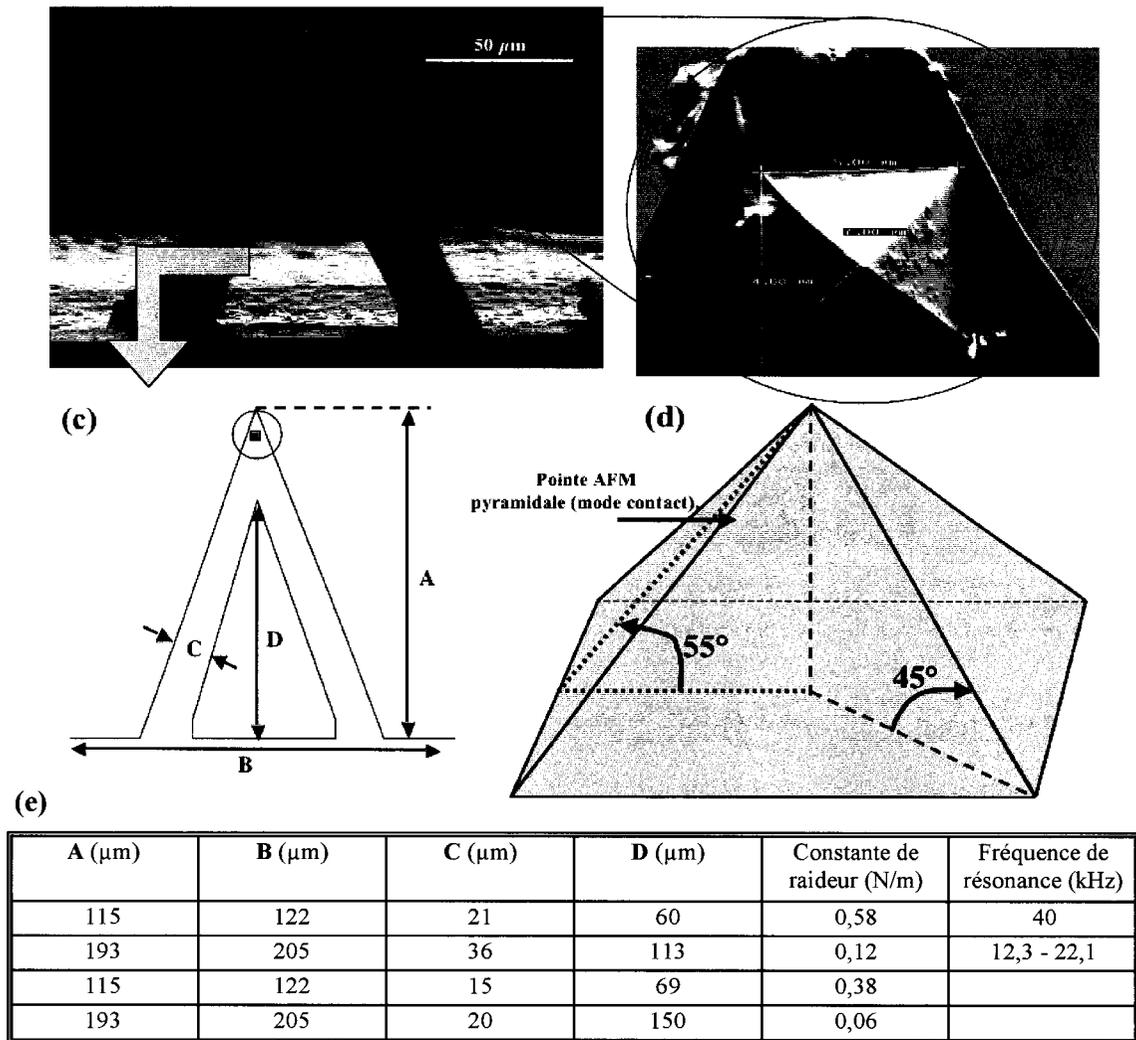


Figure III-3: (a) Photo MEB d'un cantilever AFM dédié au mode contact. (b) Zoom de la pointe pyramidale située à l'extrémité du levier (des résidus organiques polluent la surface de la pointe dans le cas présent). (c) Schéma illustrant les dimensions variables du cantilever. (d) Angles caractéristiques de la pointe AFM. (e) Tableau résumant les dimensions caractéristiques du cantilever, associées à la constante de raideur mécanique.

III.1.4 Les nanopointes de silicium :

Les nanopointes de silicium qui ont servi dans cette étude, présentent un rayon de courbure au sommet inférieur à 15 nm. Elles sont réalisées conformément au procédé de fabrication décrit dans le premier chapitre du manuscrit, relatif à l'obtention de nanopointes vibrantes dans le cadre du filtrage nano-électromécanique. La Figure III-4 représente une des nanopointes de silicium utilisées dans le cadre de cette étude.

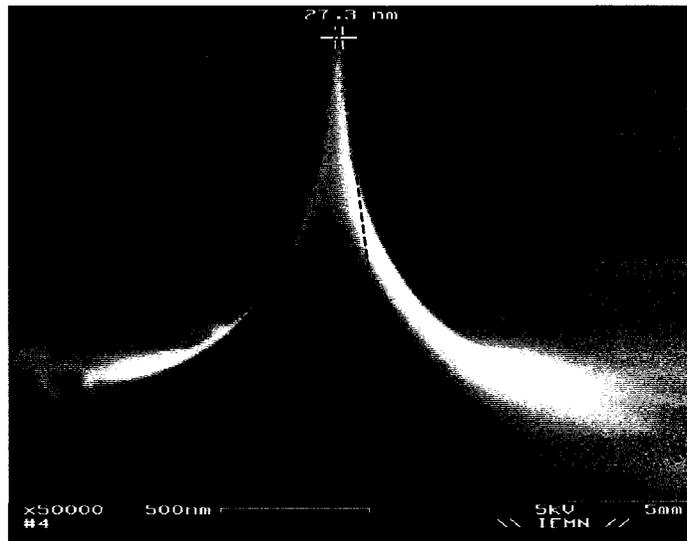


Figure III-4: Photographie MEB d'une nanopointe de silicium typique de celles utilisées pour les mesures de forces d'adhésion (rayon de courbure de 12 nm à l'apex, angle d'ouverture au sommet de 14°, et hauteur de 1.3 µm).

III.1.5 Illustration de la convolution d'objet :

La limite de résolution pour la dimension des objets observés en microscopie à champ proche (leurs rayons de courbure) pour des surfaces à la topographie accidentée, est imposée par le rayon de courbure à l'apex de la sonde AFM. L'image obtenue est en fait le résultat d'une convolution de l'échantillon avec la pointe AFM [Montelius 94]. En d'autres termes, la surface image la pointe AFM. En effet, le motif de celle-ci se répète à chaque passage de la sonde sur des objets plus petits que son rayon de courbure à l'apex. Cet artéfact peut survenir également lorsque la pointe AFM est contaminée par des débris, ou cassée. Dans ce cas, la pointe AFM impose sa propre géométrie à la surface observée. Il n'est pas toujours évident de déceler le défaut dans les images capturées. L'image capturée de la surface de l'échantillon est déformée dans ce cas par les défauts structurels de la pointe AFM.

Une autre limite évidente des mesures AFM se manifeste lorsqu'il est nécessaire d'observer des profils de type fissure ou trou pour lesquels le rapport d'aspect géométrique est supérieur à celui de la sonde. Dans ce cas, l'inclinaison de la pointe AFM ne lui permet pas de pénétrer totalement dans le trou, et déforme l'image des flancs de l'échantillon.

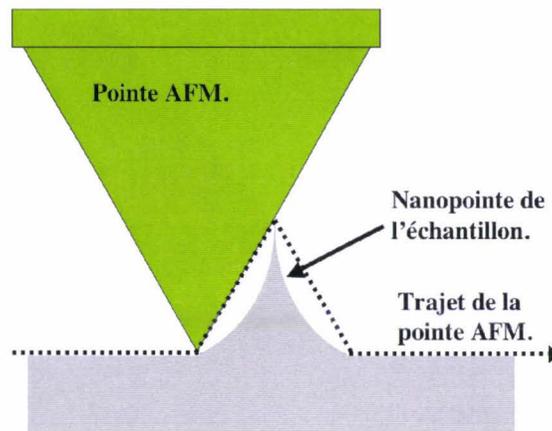


Figure III-5: Illustration de l'effet de convolution entre la sonde AFM et une nanopointe. La ligne en pointillé correspond aux données topographiques enregistrées par le microscope AFM.

Les deux phénomènes qui viennent d'être mentionnés se manifestent dans le cadre de notre étude. En effet, le rayon de courbure, et l'angle de conicité à l'apex des pointes AFM (aussi bien en mode oscillant qu'en mode contact), sont supérieures à ceux des nanopointes de silicium, ne permettant pas l'observation des flancs de ces dernières. Le résultat est la répétition du motif de la pointe AFM aux endroits de la surface de l'échantillon, où sont localisés les nanopointes.

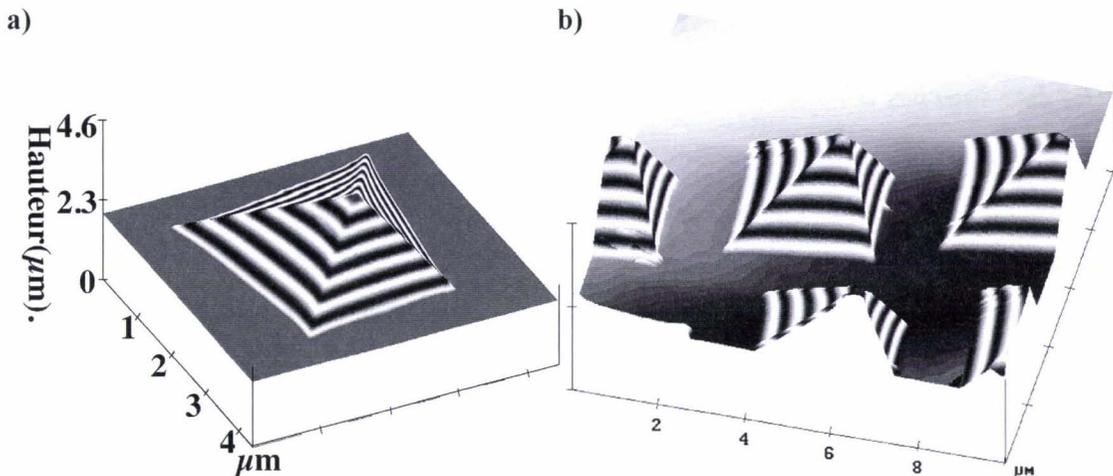


Figure III-6: Résultat de la convolution entre une pointe AFM contact et les nanopointes de silicium : images AFM capturées à l'emplacement d'une nanopointe de silicium (a) et de plusieurs nanopointes (b).

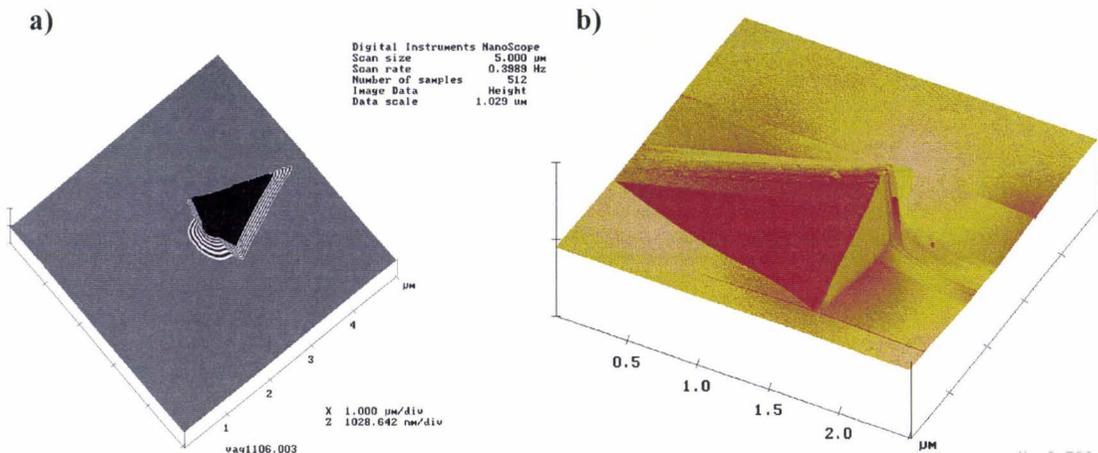


Figure III-7: Résultat de la convolution entre une pointe AFM *tapping* et la nanopointe de silicium. (a) et (b) Images AFM capturées à l'emplacement d'une nanopointe de silicium.

Les images topographiques de la Figure III-6 et la Figure III-7 illustrent cet effet de convolution. En effet, elles représentent la topographie de la surface de l'échantillon à l'emplacement d'une (ou plusieurs) nanopointe de silicium. L'acquisition de l'image est réalisée selon deux modes de fonctionnement distincts : en mode contact (Figure III-6) et en mode *tapping* (Figure III-7). Dans les deux cas, l'image résultante est dominée par la géométrie du type de sonde AFM utilisée, confortant l'hypothèse du point de contact concentré à l'apex des nanopointes.

III.2 Les courbes d'approche-retrait.

D'une manière générale, les courbes d'approche-retrait encore appelées courbes de force permettent de mesurer en un point au-dessus de la surface de l'échantillon, les interactions pointe-surface en fonction de la distance relative entre la pointe et l'échantillon [Capella 99, Weisenhorn 92]. Ces courbes peuvent être capturées dans un mode de fonctionnement statique et dynamique. Dans le cas d'un mode dynamique, on mesure l'amplitude de vibration du levier et son déphasage en fonction du déplacement de l'échantillon. Dans un mode statique, on mesurera la déflexion verticale du levier en fonction également du déplacement de l'échantillon. En connaissant la constante de raideur mécanique du levier, on peut donc remonter directement à l'amplitude des forces intersurfaciques entre la pointe AFM et la surface de l'échantillon, pour différentes positions pointe AFM-échantillon.

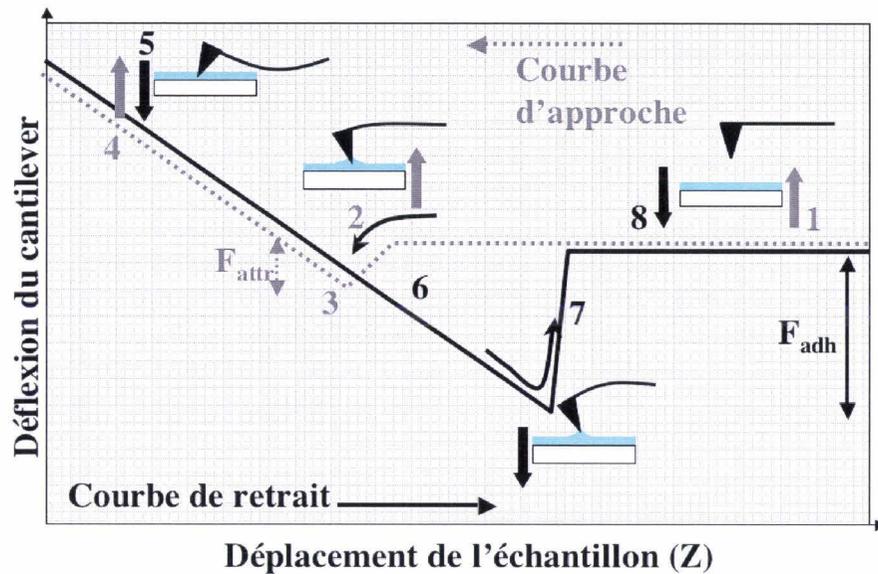


Figure III-8: Diagramme typique d'une courbe d'approche-retrait ou courbe de force en fonction de la position relative levier AFM-échantillon. (1) Extension du tube piézoélectrique contrôlant la position verticale de l'échantillon. La distance pointe AFM-surface se réduit, mais il n'y a pas encore de contact, ni d'interaction entre la pointe AFM et la surface. De fait, la déflexion du levier ne varie pas (en principe elle est nulle). (2) À mesure que l'échantillon se rapproche de la pointe, le module des forces intersurfaciques augmente. Le gradient des forces attractives devient alors plus important que la constante de raideur mécanique du levier, entraînant sa déflexion vers la surface (c'est le point d'attraction). Cette phase encore appelée « *pull-in* », caractérise la transition du régime de non-contact au régime de contact. Le saut est plus ou moins brusque selon la valeur de la constante de raideur du levier. (3) La distance pointe-surface est égale à zéro : point de contact. (4) Une fois que la pointe est entrée en contact avec la surface, le déplacement supplémentaire de l'échantillon fléchit d'autant le levier AFM vers le haut. (5) Phase de rétraction du tube piézoélectrique : l'échantillon redescend et la déflexion du levier diminue progressivement. (6) La position verticale de l'échantillon continue de décroître, et l'adhésion formée durant le contact avec la surface prolonge la phase collage de la pointe par rapport à la courbe d'approche. (7) Alors que le tube piézoélectrique continue de se rétracter, la constante de raideur du levier devient supérieure au gradient de force attractive, entraînant une seconde instabilité. Le levier revient brusquement à sa position d'équilibre. Cette seconde instabilité est généralement appelée « *pull-off* ». (8) La pointe AFM a perdu complètement le contact avec la surface, et la distance pointe-surface continue à s'accroître.

Le principe de mesure de courbe d'approche-retrait dans le cas statique est illustré sur la Figure III-8. Un déplacement vertical périodique est imposé à l'échantillon et la déflexion du levier AFM est enregistrée en fonction de ce déplacement. En l'occurrence, on suppose que les conditions expérimentales sont telles qu'une fine pellicule d'eau recouvre la surface de l'échantillon [Weisenhorn 89]. On peut identifier deux zones particulières. La première intervient lors de la phase d'approche, lorsque la distance pointe-surface est suffisamment faible pour que les forces attractives (Van der Waals...) viennent vaincre les forces de rappel élastique du cantilever. Il s'agit de la zone de *pull-in*. Le levier fléchit vers la surface et la pointe AFM pénètre dans le liquide. Apparaît alors une seconde force, qui est la force de

capillarité, laquelle va accroître l'adhésion [Weisenhorn 89, Thundat 93 a), b), Bingelli 94]. À ce stade, le tube piézo entraîne dans son expansion la surface de l'échantillon qui ne cesse d'appuyer sur la pointe (et inversement). La pointe peut alors indenter la surface pour des échantillons « mous », de façon définitive ou réversible suivant les propriétés élastiques du matériau. Sur les illustrations de la Figure III-8, on considère que le matériau constitutif de l'échantillon est infiniment rigide, n'entraînant pas de déformation de ce dernier. La seconde zone correspond au décollement (ou zone de *pull-off*) de la pointe AFM lors de la phase de retrait. L'intensité de la force de rappel élastique est telle que l'adhésion intersurfacique entre la pointe AFM et l'échantillon est rompue. Ainsi, les forces d'adhésion sont mesurées à partir de l'amplitude de cette 2nde transition, lorsque la pointe AFM se sépare de la surface de l'échantillon. Ces forces recouvrent les forces de Van der Waals, auxquelles s'ajoutent les forces de capillarité (dans le cas d'un environnement humide), et la prise en compte de la déformation dans le cas de matériaux mous.

III.3 Protocole et mesures expérimentales.

Comme il a été énoncé en préambule, le but de cette étude est la quantification des forces d'adhésion intersurfaciques survenant entre l'apex d'une nanopointe de silicium, et une pointe AFM, pour différentes géométries du contact. La procédure expérimentale a consisté en l'acquisition des courbes d'approche-retrait ou courbes de force en mode contact et en boucle ouverte pour différents points de contact de l'apex de la nanopointe sur la pointe AFM. Une courbe de force typique de celles mesurées au cours de cette étude est représentée sur la Figure III-9.

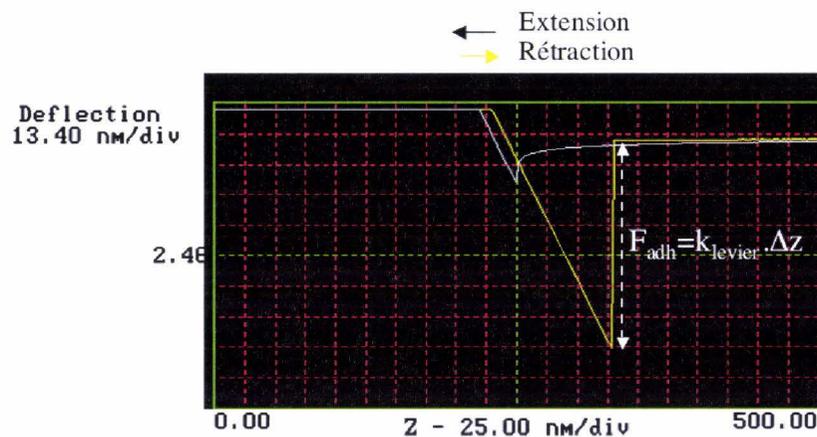


Figure III-9: Courbe de force typique obtenue avec l'AFM en mode statique (raideur du levier 0,58 N/m), à l'emplacement d'une nanopointe de silicium. Dans ce cas, la force de rappel du cantilever au décollement est égale à 53 nN. Cette force équivaut à la force d'adhésion entre la pointe AFM et la surface de l'échantillon au point de contact.

Les mesures ont été réalisées à pression atmosphérique, et à air ambiant. Un taux d'humidité relative de 47 %, a été mesuré à l'aide d'un hygromètre digital pour une température de 25 °C. Différents types de leviers dédiés au mode contact ont été utilisés dans le cadre de cette étude. En raison de l'intensité maximale de forces d'adhésion mesurées, et de l'extension limitée du piézo contrôlant la position verticale de l'échantillon, le choix s'est porté finalement sur les leviers les plus rigides (0,58 N/m).

Une routine informatique programmée en langage C a été mise en œuvre afin de décoder les fichiers d'en-tête des courbes de force propres au contrôleur AFM Nanoscope® IIIa. Cette procédure a permis l'automatisation du traitement des données (altitude du point de contact, force de décollement) pour une ou plusieurs courbes de forces.

La première étape des mesures a consisté à recueillir une image de la surface à l'emplacement d'une nanopointe de silicium. Par convolution d'objet, on obtient donc plutôt une image topographique de la pointe AFM utilisée (voir Figure III-6). On procède ensuite à l'acquisition de cent courbes de force de sorte à quadriller une surface centrée autour du point le plus haut de l'image topographique précédente (et donc autour de l'apex de la pointe AFM, bien qu'il s'agisse d'un abus de langage). L'extension verticale du piézo est constante pour l'ensemble des courbes de force. La superficie de la surface balayée par le point de contact est de $450.450 \mu\text{m}^2$. Cette surface équivaut à celle de la section circulaire de la nanopointe à mi-hauteur. On est donc certain que le point de contact va toucher l'apex de la nanopointe et ne touchera pas le plan de l'échantillon (cf. Figure III-5). En conséquence, seule la localisation du point de contact sur la pointe AFM va varier.

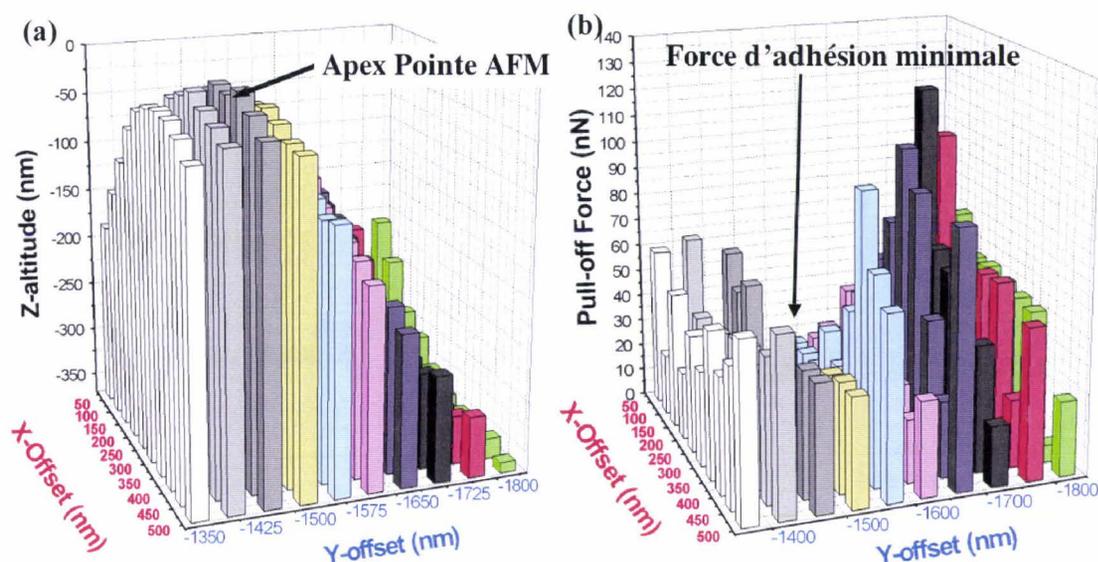


Figure III-10: Acquisition de 100 courbes de force. Le point de contact quadrille une surface de $450.450 \mu\text{m}^2$. (a) Relief de la pointe AFM déterminé à partir de la position du point de contact sur les courbes de force. (b) Intensité de la force de décollement correspondante.

On notera que le centre de la surface scannée ne correspond pas comme il était attendu, à l'apex de la pointe AFM. On peut attribuer ceci à une légère dérive du support de l'échantillon entre l'acquisition de l'image de la pointe AFM et celle des courbes de force. De manière évidente, on constate à partir des histogrammes présentés ci-dessus, que l'intensité des forces d'adhésion au décollement est liée à la topographie locale de la pointe AFM. En effet, un minimum local des forces d'adhésion est observé lorsque le point de contact est situé à l'apex de cette dernière. Outre la dépendance bien connue des forces d'adhésion à l'égard des matériaux en interaction, cette tendance met en exergue l'incidence de la nature du contact sur l'intensité des forces d'adhésion. On peut supposer que la surface de contact est minimale lorsque l'apex de la nanopointe sonde l'apex de la pointe AFM, expliquant la baisse des forces d'adhésion à cet endroit. Au contraire, lorsque la nanopointe sonde des faces de la

pointe AFM, la géométrie du contact est telle que la surface d'adhésion et les forces qui lui sont associées sont maximales.

Afin d'illustrer plus clairement la relation liant l'intensité des forces d'adhésion à la position du point de contact sur la pointe AFM, on présente ci-dessous deux lots de mesures caractéristiques, capturées à l'emplacement d'une seule et même nanopointe. Chaque lot correspond à l'acquisition de 200 courbes de force. Dans ce cas, les points de contact sont régulièrement espacés et décrivent une trajectoire rectiligne.

III.3.1 Première série de mesures : trajet [AA']

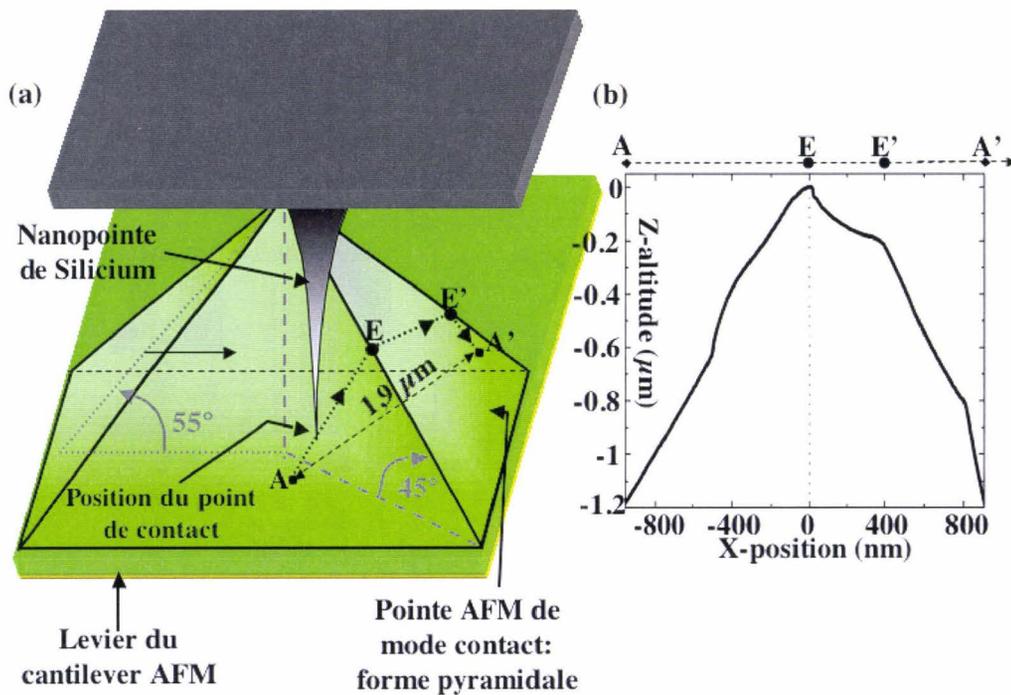


Figure III-11: (a) Schéma détaillant le parcours (en pointillé) du point de contact entre la nanopointe et la pointe AFM, le long du chemin délimité par A et A'. (b) Données topographiques de la pointe AFM le long du segment [AA'], obtenues après acquisition d'une image AFM à l'emplacement de la nanopointe. L'origine pour l'altitude du point de contact coïncide avec le point de E (i.e. point le plus haut de la coupe, sur la surface de la pointe AFM).

La position du point de contact évolue d'un point A à un point A', distants de 1,9 μm, et situés sur deux faces opposées l'une de l'autre de la pointe AFM. La direction et l'orientation de l'axe des mesures, sont choisies de sorte à couvrir trois faces de la pointe AFM et examiner plusieurs géométries de contact entre celle-ci et l'apex de la nanopointe. En effet, au cours des mesures, outre les trois faces précitées, deux arêtes de la pointe AFM sont sondées. La Figure III-11 a) illustre le parcours du point de contact.

Le trajet sur la première, seconde, et troisième face de la pointe AFM est délimité respectivement par les segments [AE], [EE'], et [E'A']. Les points E et E' coïncident avec l'intersection entre la direction des mesures et la première et seconde arête de la pointe AFM.

À chaque courbe d'approche-retrait, le déplacement en Z du tube piézo supportant l'échantillon est fixé à $1.5 \mu\text{m}$. À nouveau, une image topographique est capturée à l'emplacement de la nanopointe, avant de procéder à l'acquisition des courbes de force. Il s'agit de recueillir la topographie générale de la pointe AFM, et plus spécifiquement son profil le long du segment $[AA']$ qui va délimiter ces mesures de forces d'adhésion (cf. Figure III-11 b).

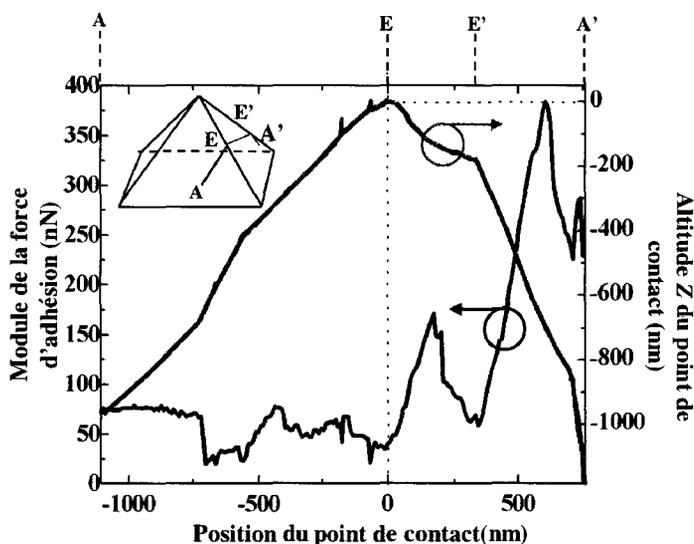


Figure III-12: Intensité des forces d'adhésion (courbe noire) et altitude du point de contact (courbe grise), en fonction de la position sur le segment $[AA']$ du point d'acquisition des courbes d'approche-retrait.

La Figure III-12 montre à la fois l'amplitude des forces d'adhésion au point de contact, et la position verticale correspondante de ce dernier sur la pointe AFM. On rappelle que ces données sont extraites à partir de 200 courbes de force dont l'acquisition est répétée régulièrement le long du segment $[AA']$. L'altitude du point de contact est comprise entre 0 et $-1,2 \mu\text{m}$. L'origine est prise au point de contact le plus haut sur la pointe AFM. Comme il était pressenti, la courbe topographique de la Figure III-12 est en accord avec celle obtenue à la Figure III-11(b). Les valeurs mesurées pour les forces d'adhésion aux arêtes E et E' de la pointe AFM, sont respectivement de 40 nN et 58 nN , tandis que la valeur moyenne de celles-ci le long des segments $[AE]$, $[EE']$, et $[E'A']$ est respectivement de 57 nN , 98 nN , et 241 nN . Un pic de 384 nN est atteint entre les points E' et A' .

L'analyse de la Figure III-12 montre à nouveau l'existence de minima locaux dans la courbe des forces d'adhésion. Ces minima apparaissent lorsque l'apex de la nanopointe sonde une arête de la pointe AFM. Après le passage d'une arête, l'amplitude des forces d'adhésion augmente de nouveau sur les flancs de la pointe AFM. Ces observations corroborent l'hypothèse selon laquelle, les forces d'adhésion dépendent fortement de la géométrie du contact et donc l'aire de contact entre l'apex de la nanopointe et la pointe AFM. En effet, on peut s'attendre à avoir une surface de contact nettement moindre au niveau des arêtes de la pointe AFM, qu'elle ne l'est au niveau de ses faces. Enfin, une première hypothèse quant à l'attribution de l'augmentation progressive des valeurs des forces d'adhésion le long des segments $[EE']$ et $[E'A']$, fut de relier celle-ci à une concavité de la pointe AFM plus importante à cet endroit, propice à une plus grande accumulation de vapeur d'eau.

III.3.2 Seconde série de mesures : trajet [BB']

Pour la seconde série de mesures caractéristiques, la trajectoire du point de contact délimitée par les points *B* et *B'*, couvre deux faces, et passe par l'apex *S* de la pointe AFM.

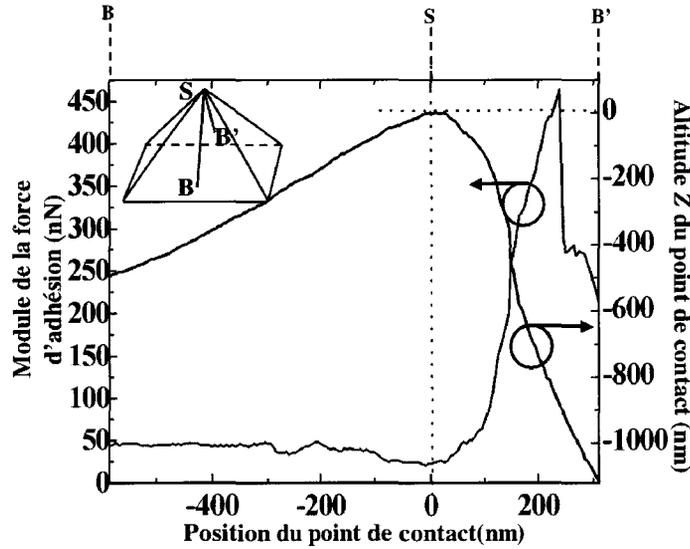


Figure III-13: Intensité des forces d'adhésion (courbe grise) et altitude du point de contact (courbe noire), en fonction de la position sur le segment [BB'] du point d'acquisition des courbes d'approche-retrait.

Le long des segments [BS], et [SB'], une valeur moyenne de 40 nN, et 209 nN est mesurée pour l'amplitude des forces d'adhésion. Un minimum local est de nouveau observé lorsque la nanopointe sonde l'apex de la pointe AFM, puis une remontée apparaît après le passage de *S* sur la 2nde face de la pointe AFM. Ainsi, un pic de 464 nN est atteint entre les points *S* et *B'*.

III.4 Interprétations des mesures expérimentales

III.4.1 Modélisation de la nanopointe au point de contact :

Compte tenu de la localisation du point de contact toujours concentré à l'apex de la nanopointe en raison de la convolution d'objet (comme il est illustré sur la Figure III-5 de la page 153), on modélise cette nanopointe par une sphère effective de rayon local $r(\alpha)$. Dans ce cas, α désigne l'angle que forme le plan horizontal avec la tangente locale à la pointe AFM au niveau du point de contact. Le modèle linéaire suivant est proposé:

$$r(\alpha) = r_0 \frac{\varphi}{\varphi - |\alpha|}, \quad \text{Équation III-1}$$

avec r_0 et φ désignant respectivement le rayon de courbure local mesuré à l'apex de la nanopointe ($r_0 = 12.5$ nm) et l'angle complémentaire au demi-angle d'ouverture à l'apex de la nanopointe ($\varphi = 83^\circ$).

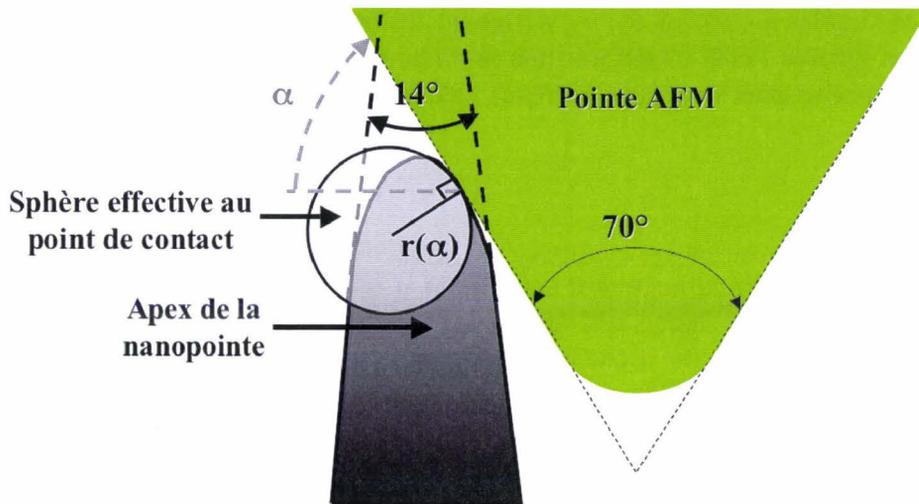


Figure III-14: Schéma illustrant la modélisation de l'apex de la nanopointe par une sphère au point de contact, de rayon équivalent $r(\alpha)$.

III.4.2 Déformations induites au contact :

Étant donné les forces d'appui appliquées par la pointe AFM sur l'apex de la nanopointe pendant la phase de contact, il est indispensable d'évaluer les déformations qui peuvent en découler. En effet, dans le cas, où ces déformations ne sont pas négligeables, elles vont augmenter les surfaces d'interaction et peuvent modifier de façon significative le module théorique des efforts d'adhésion. On introduit alors une force dite de pull-off (ou de décollement) qui regroupe les effets liés aux déformations et aux forces d'adhésion [Israelachvili 92]. Cette force correspond à la force qu'il est nécessaire de fournir pour séparer deux solides en contact. Son expression fait apparaître un travail d'adhésion relatif aux forces intersurfaciques « classiques » (capillarité, Van der Waals...), ainsi qu'un coefficient multiplicatif qui permet d'intégrer, d'une part, la déformation engendrée par ces forces adhésives, et, d'autre part, la géométrie du contact.

Différents modèles décrivant les déformations de deux solides au contact existent [Johnson, 71, Derjaguin 75, Israelachvili 92]. Le premier d'entre eux fut développé par Hertz en 1895 [Johnson 85]. Il peut s'appliquer ici pour calculer les profondeurs de pénétration induites par la pointe AFM sur la nanopointe de silicium lors de la phase de contact. La théorie de Hertz est adaptée pour des solides élastiques. En particulier, pour deux sphères en contact de rayons R_1 et R_2 , le rayon a de l'aire de contact est donnée par :

$$a^3 = \frac{RF_{ext}}{K}, \quad \text{Équation III-2}$$

où F_{ext} est la charge extérieure, R le rayon effectif défini par la relation $R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$, et enfin K désigne le module d'élasticité correspondant à la combinaison des constantes élastiques du couple de matériaux constitutifs des solides en contact.

$$\frac{1}{K} = \frac{3}{4} \left[\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right]. \quad \text{Équation III-3}$$

Les couples E_1, ν_1 , et E_2, ν_2 , désignent les modules de Young et coefficients de Poisson des sphères 1 et 2. La déformation se traduit en une « hauteur d'écrasement » δ (les centres des sphères étant séparés de $R_1+R_2-\delta$), calculée comme suit :

$$\delta = \frac{a^2}{R} = \frac{F_{ext}}{Ka}$$

Équation III-4

On considère une sphère constituée de nitrure de silicium au contact avec une sphère en silicium. On calcule la hauteur d'écrasement δ en fonction du rayon effectif R , pour différentes valeurs de la charge extérieure F_{ext} . À cet effet, on utilise les valeurs suivantes pour les modules d'élasticité et coefficients de Poisson du silicium et nitrure de silicium : $E_{Si_3N_4} = 270$ GPa, $E_{Si} = 190$ GPa, $\nu_{Si_3N_4} = 0,27$, et $\nu_{Si} = 0,23$ [Madou +02]. On obtient donc $K = 158,38$ GPa.

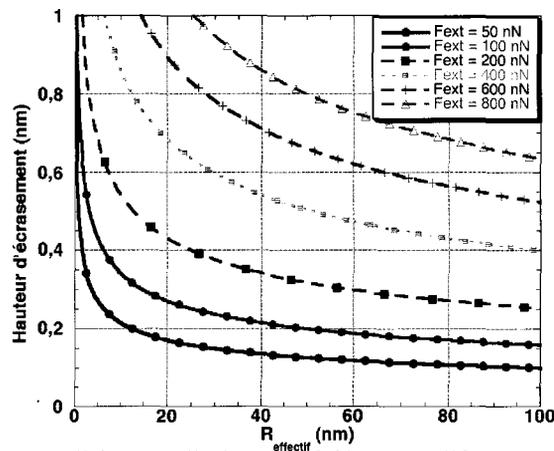


Figure III-15: Abaques représentant l'évolution de la hauteur d'écrasement (modèle de Hertz) de deux sphères au contact, en fonction du rayon effectif et de la charge extérieure appliquée : système silicium-nitrure de silicium.

Pour déterminer la profondeur d'indentation maximale induite lors des deux séries de mesures expérimentales (trajets $[AA']$ et $[BB']$) présentées précédemment, on se positionne dans le cas où la charge extérieure d'appui sur l'apex de la nanopointe est maximale. Ce maximum est atteint lorsque le déplacement du tube piézoélectrique en Z , pendant la phase de contact, en extension (cf. étape 4 de la Figure III-8) est le plus long. En l'occurrence, la force d'appui maximale a lieu au point de contact situé sur l'arête E de la pointe AFM et vaut à peu près 670 nN.

En admettant que la surface au contact présentée par la pointe AFM, au niveau de ses arêtes s'apparente à celle d'un demi-cylindre, on assimilera la géométrie du contact aux points E et E' à une configuration du type sphère-sphère. Dans ce cas, on pose $\alpha = 45^\circ$ (cf. Figure III-11 a), et nous obtenons $r(\alpha) = 27,3$ nm. La pointe AFM est modélisée quant à elle par une sphère de rayon R_{AFM} . Ce rayon est estimé à partir du rayon de courbure local de la pointe AFM, au passage des arêtes, extrait du profil topographique donné sur la Figure III-11 b. Ainsi, des rayons de courbure de 250 nm et 500 nm ont été établis respectivement pour les points E et E' . En appliquant le modèle de déformation de Hertz rappelé plus haut, on obtient une hauteur d'écrasement de 0,9 nm. Étant donné l'aire de contact de $69,5$ nm² qui lui est associée, on ne prend pas en compte les déformations pendant la phase de contact, pour

interpréter les mesures expérimentales des forces d'adhésion. On reliera uniquement celles-ci aux forces intersurfaciques classiques.

III.4.3 Abaques des forces intersurfaciques en fonction de la géométrie du contact :

Deux types de forces intersurfaciques seront prises en compte pour l'exploitation des résultats expérimentaux : les forces de capillarité (du fait des expériences menées à l'air ambiant) [Bingelli 94] et les forces de Van der Waals (toujours présentes lorsque deux solides interagissent). On rappelle que dans le cas d'une interaction de type sphère-plan, la force d'adhésion résultant de ces deux contributions, s'exprime de la façon suivante :

$$F_{sp}^{adh} = \frac{4\pi R_s \gamma_L}{1 + (D/d)} + \frac{AR_s}{6D^2}, \quad \text{Équation III-5}$$

où R_s , D , et A désignent respectivement le rayon de la sphère, la distance de séparation, et la constante de Hamaker. γ_L est la tension de surface de l'eau ($\gamma_L = 72,8 \text{ mJ/m}^2$), et d la hauteur d'immersion du ménisque qui dans ce cas est de 3,3 nm (en tenant compte de l'approximation de Israelachvili, un volume molaire V de l'eau de $1.8079 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{mol}$ pour une température de 25 °C et un taux d'humidité relative de 47 %).

L'interaction de type sphère-sphère est simplement déterminée en remplaçant R_s par $(1/R_{s1} + 1/R_{s2})^{-1}$, où R_{s1} , et R_{s2} sont les rayons des deux sphères. On obtient alors :

$$F_{ss}^{adh} = \frac{R_{s1}R_{s2}}{(R_{s1} + R_{s2})} \left\{ \frac{4\pi\gamma_L}{(1 + (D/d))} + \frac{A}{6D^2} \right\}. \quad \text{Équation III-6}$$

Dans les calculs qui suivent, on se placera dans l'hypothèse de surfaces idéalement lisses, caractérisées par une distance de séparation D au contact de 0,4 nm. En effet, cette distance représente la distance de contact atomique en dessous de laquelle se produisent les phénomènes d'indentation qui, rappelons-le, ne sont pas pris en compte dans l'étude.

Les courbes de la Figure III-16 représentent le module des forces d'adhésion regroupant les effets de la capillarité et de Van der Waals, calculées à partir des modèles appelés précédemment. Ces abaques sont tracées pour un modèle d'interaction de type sphère-sphère et sphère-plan. La première sphère de rayon $r(\alpha)$ (en abscisse) compris entre 14 nm et 400 nm symbolise la nanopointe de silicium. Quant à la pointe AFM, celle-ci est tantôt modélisée par un plan, tantôt par une sphère dont le rayon R_{AFM} peut prendre cinq valeurs distinctes. Ces abaques vont nous guider dans l'analyse des résultats expérimentaux.

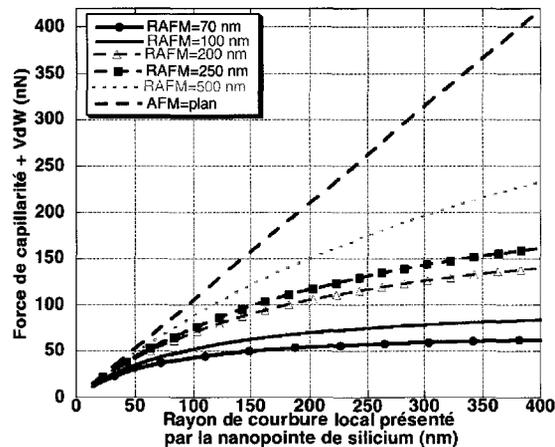


Figure III-16: Abaques représentant l'amplitude des forces de capillarité et de Van der Waals en fonction du rayon de courbure local $r(\alpha)$ de la nanopointe de silicium, pour différentes géométries du contact avec la pointe AFM.

III.4.4 Analyse des résultats expérimentaux :

Dans l'analyse des forces d'adhésion expérimentales, une attention toute particulière doit être portée sur le choix du modèle de contact au point de mesure. En effet, selon la position du point de contact de l'apex de la nanopointe sur la pointe AFM, on doit faire intervenir le modèle le plus approprié de géométrie du contact. Dans le cas présent, la nature du contact peut revêtir deux configurations différentes : un modèle sphère-sphère, ou sphère-plan.

Dans la partie qui suit, les forces d'adhésion sont calculées en plusieurs points de contact particuliers de la pointe AFM. Lorsque la nanopointe est en contact avec l'apex S de la pointe AFM (Figure III-13), un modèle géométrique du type sphère-sphère est utilisé. La sphère modélisant la pointe AFM en ce point est caractérisée par un rayon de 70 nm, tandis que la sphère locale se référant à la nanopointe présente un rayon $r(\alpha)$. En tenant compte de l'angle de déflexion constant (11°) du levier par rapport à la surface de l'échantillon, on obtient $r(\alpha)=14,4$ nm en ce point. Il en découle une amplitude de force d'adhésion théorique de 12,55 nN. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la mesure expérimentale (19 nN) extraite au point de contact S . L'écart entre ces deux mesures peut être attribué à une mauvaise évaluation du rayon de courbure à l'apex de la nanopointe : on rappelle qu'une valeur initiale de 12.5 nm a été admise à partir des observations au MEB des nanopointes de silicium utilisées. En effet, une augmentation de 50% sur r_0 par rapport à cette valeur, se traduit par un accroissement de la force d'adhésion théorique d'environ 35% ; en comparaison, une erreur de 6% est commise sur le module de la force d'adhésion théorique, si le rayon R_{AFM} mesure 105 nm au lieu des 70 nm attendus. En fonction de ces remarques, on admet que le rayon de courbure r_0 à l'apex de la nanopointe de silicium mesure plutôt 19 nm.

On rappelle l'hypothèse d'un contact sphère-sphère lorsque la nanopointe sonde les arêtes E et E' de la pointe AFM. On reprend les valeurs de 250 et 500 nm attribuées au rayon des sphères modélisant la pointe AFM respectivement aux points E et E' . En tenant compte de l'angle $\alpha = 45^\circ$ et de la nouvelle valeur fixée de r_0 , on trouve une valeur théorique de 37,2 nN et 40 nN aux points de contact situés sur les arêtes E et E' , contre 40 nN et 58 nN en ce qui concerne les valeurs expérimentales correspondantes. La valeur théorique pour la première arête E , est en accord avec la mesure expérimentale : erreur de 7%. Par contre, lors

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

du contact de la nanopointe sur la 2nde arête, le rapport entre la mesure expérimentale et la valeur théorique est de 1,45. On peut attribuer ce désaccord quant au fait que la modélisation de la pointe AFM par une sphère en E' , sous-estime la surface réelle d'adhésion. En effet, d'une manière générale la géométrie des arêtes est beaucoup plus proche de celle d'un cylindre, plutôt qu'une sphère de même rayon. Or, à mesure que le rayon effectif R_{AFM} augmente, la différence va s'accroître entre l'aire de contact engendrée par un modèle sphère-sphère et celle engendrée par un modèle cylindre-sphère.

L'analyse est moins évidente le long des chemins $[AS]$, $[SA']$, $[BE]$, $[EE']$, et $[E'B']$ où on admet un contact de type sphère-plan. Le plan et la sphère font référence respectivement au flanc sondé de la pointe AFM, et à l'apex de la nanopointe de silicium. La sphère est associée au rayon local $r(\alpha)$. Selon la face de la pointe AFM qui sera scannée, l'angle d'attaque de cette dernière sur la nanopointe sera plus ou moins prononcé. En effet, il faut prendre en compte la déflexion constante de 11° du cantilever, amenant une valeur α de $55^\circ \pm 11^\circ$, soit 44° ou 66° , en fonction de la face qui est sondée. La direction des mesures est choisie de sorte que $\alpha = 44^\circ$ pour les segments $[AS]$, et $[BE]$. Dans le cas où $\alpha = 66^\circ$, on obtient $r(\alpha) = 92$ nm et une valeur d'adhésion théorique de 96,25 nN. Pour $\alpha = 44^\circ$, on obtient $r(\alpha) = 40,4$ nm et une valeur d'adhésion théorique de 42,37 nN. En contrepartie, on obtient une valeur expérimentale moyenne de 40 nN, 209 nN, 57 nN, 98 nN, et 241 nN mesurée respectivement pour les trajets $[AS]$, $[SA']$, $[BE]$, $[EE']$, et $[E'B']$. La valeur théorique est donc en accord avec la valeur moyenne mesurée sur le trajet $[EE']$, si l'on admet dans ce cas que $\alpha = 66^\circ$. De même pour les trajets $[AS]$, et $[BE]$, la valeur théorique correspond relativement bien à la valeur moyenne mesurée. Enfin, pour les deux derniers segments $[SA']$ et $[E'B']$, le désaccord est beaucoup plus grand. On peut expliquer cette différence marquée par une inclinaison plus grande de la face présentée par la pointe AFM par rapport au plan de l'échantillon le long de ces segments. Cette inclinaison va favoriser une plus grande surface d'adhésion.

III.5 Conséquence sur la conception du filtre nano-électromécanique

Revenons sur le dispositif de filtrage nano-électromécanique, employant l'extrémité d'une nanopointe comme partie vibrante. On rappelle que l'un des axes majeurs guidant la conception du dispositif concerne l'épaisseur de la couche sacrificielle qui va séparer le résonateur des électrodes latérales. En effet, afin d'accroître l'efficacité de transduction et donc l'intensité du courant motionnel détectable en sortie, il faut réduire au maximum la largeur de l'entrefer. Dans le même temps, cette distance doit être ajustée en prenant garde d'éviter tout phénomène de stiction, qui pourrait altérer le bon fonctionnement du dispositif ou tout simplement le rendre inopérant. Une méthode de conception est proposée ici, afin de déterminer le gap minimal permettant de s'affranchir des mécanismes de défaillance associés à la stiction. Dans cette approche, on intègre l'intensité maximale des forces d'adhésion mesurées à l'apex des nanopointes avec le microscope AFM en mode contact.

Considérons un instant le procédé de fabrication du dispositif de filtrage. On suppose qu'à la suite de l'étape de gravure chimique du matériau sacrificiel, l'extrémité libérée de la nanopointe soit attirée vers l'une des électrodes latérales, sous l'incidence des forces de capillarité. L'épaisseur de la couche sacrificielle doit être choisie de telle sorte que la force de rappel élastique induite par la flexion de la partie libérée de la nanopointe, soit supérieure à l'amplitude des forces d'adhésion intersurfaciques. Pour ce faire, on fixe une valeur critique F_{Kmin} correspondant à la force de rappel minimale, qui permette de contrebalancer les forces

d'adhésion lors du contact de la nanopointe avec l'une des électrodes. En référence à la force d'adhésion maximale mesurée précédemment, on impose $F_{Kmin} = 500$ nN. Dans l'approche qui suit, sont négligés les aspects purement électroniques consistant à tenir compte de l'influence croissante de la capacité de couplage directe à mesure que la largeur de l'entrefer diminue.

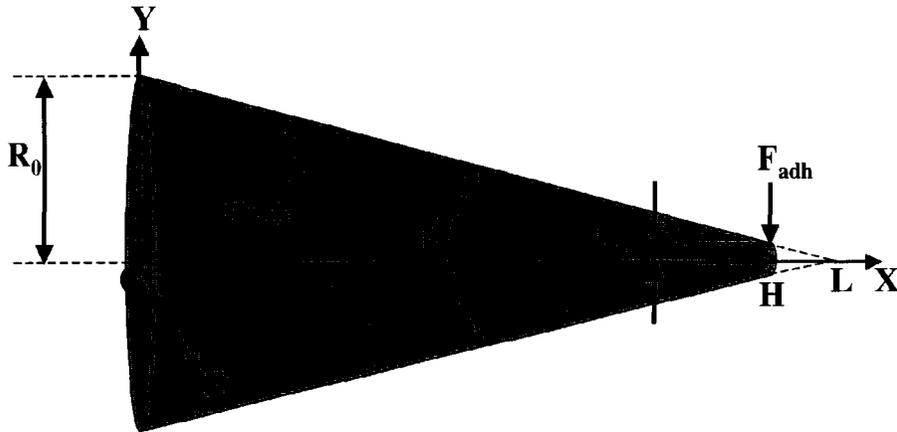


Figure III-17 : Dessin en coupe d'une poutre cantilever conique tronquée, soumise en son extrémité libérée à une charge transverse concentrée F_{adh} . H et β font référence respectivement à la hauteur du cône tronqué, et son angle d'ouverture. $R(x)$ est le rayon de la section circulaire à la position longitudinale x , telle que l'orientation de l'axe des abscisses soit normale à la section.

Si l'on fait une analyse purement statique du problème de la stiction (qui peut s'appliquer notamment au moment de libération de la partie mobile de la nanopointe en fin de procédé de fabrication du filtre nanoélectromécanique), on modélise l'apex de la nanopointe par une pointe conique tronquée, encastree-libre. H et β désignent respectivement la hauteur du cône tronqué, et son angle de conicité. R_H et R_O sont les rayons des sections à l'apex et à la base du cône. Enfin, L représente la hauteur du cône dans le cas où son rayon de courbure à l'apex est nul (voir Figure III-17). On représente l'action des forces d'adhésion par une charge transverse concentrée F_{adh} , appliquée en l'extrémité libérée de la nanopointe (cf. Figure III-17). On cherche à déterminer dans ce qui suit l'expression de la constante de raideur statique de la structure.

On rappelle l'équation d'équarrissage dans le cas des poutres en flexion présentant des petits angles de déflexion :

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} = -\frac{M(x)}{EI(x)}, \quad \text{Équation III-7}$$

avec $\omega(x)$ la déflexion de la poutre le long de l'axe x , $M(x)$ le moment de flexion interne qui en équilibre correspond aux charges externes appliquées, et $I(x)$ le moment quadratique par rapport à l'axe O_z . Dans le cas des sections circulaires de rayon $R(x)$, on rappelle que $I(x) = \frac{\pi}{4} R(x)^4$, où $R(x) = (L-x) \tan(\beta/2)$. D'autre part, pour une charge transverse ponctuelle, appliquée à l'extrémité libérée de la poutre, on obtient :

$$M(x) = -F_{adh}(H-x). \quad \text{Équation III-8}$$

Après intégration, en respectant les conditions aux limites d'une poutre encastree-libre, nous obtenons :

$$\omega(x) = \frac{4F_{adh}}{\pi E \tan^4(\beta/2)} \times g(x)$$

$$\text{tel que } g(x) = \frac{H-x}{6(L-x)^2} + \frac{2}{6(L-x)} - \frac{H}{6L^2} - \frac{2}{6L} - \frac{Hx}{3L^3} - \frac{x}{6L^2}$$

Équation III-9

La déflexion maximale ω_{max} est calculée à l'extrémité libérée de la poutre. Par conséquent, nous obtenons :

$$\omega_{max} = \frac{4F_{adh}}{\pi E \tan^4(\beta/2)} \times \frac{H^3}{3L^3(L-H)}$$

Équation III-10

Nous pouvons donc lui associer une constante de raideur effective k_{eff} calculée de sorte que $F_{adh} = k_{eff} \omega_{max}$ [Senturia +01]. On obtient alors :

$$k_{eff} = \frac{3\pi EL^3(L-H) \tan^4(\beta/2)}{4H^3} = \frac{3\pi ER_0^3 R_H \tan^3(\beta/2)}{4(R_0 - R_H)^3}$$

Équation III-11

En se conformant aux paramètres géométriques caractéristiques des nanopointes utilisées dans le cadre de cette étude, on considère un angle d'ouverture β de 14° , et un rayon de courbure r_H à l'apex de 12,5 nm. Comme il a été spécifié dans le premier chapitre, les dimensions de la poutre conique tronquée modélisant la partie libérée de la nanopointe doivent permettre d'atteindre une fréquence de résonance mécanique de la structure comprise entre 0,8 et 2,4 GHz. En particulier, le choix de la fréquence centrale du filtre doit fixer la hauteur du cône modélisant la partie libérée de la nanopointe. Pour ce faire, on fait appel au modèle de calcul des modes de vibration d'une poutre conique encastree-libre détaillé dans le premier chapitre, et basé sur l'hypothèse cinématique formulée par Bernoulli de non-déformation à l'effort tranchant [Géradin 93].

Compte tenu des valeurs de l'angle d'ouverture et du rayon de courbure à l'apex des nanopointes, on suppose que le premier mode de résonance du cône tronqué de hauteur H , équivaut à celui du cône plein de hauteur L (défini sur la Figure III-17). Si l'on considère un matériau structural de type silicium mono-cristallin, il apparaît alors que le paramètre H doit être compris entre 300 et 800 nm, afin de répondre au critère évoqué précédemment, relatif au 1^{er} mode de résonance en flexion. De plus, on fait l'approximation suivante :

$$R_0 \approx H \times \tan(\beta/2)$$

Équation III-12

Pour une fréquence centrale du filtre donnée, imposant une hauteur de cône H , on détermine la constante de raideur effective k_{eff} ainsi que la largeur minimale G_{min} de l'entrefer évitant au dispositif tout phénomène de stiction. Il suffit pour cela de considérer une charge concentrée appliquée à l'extrémité de la pointe correspondant au critère F_{Kmin} défini plus haut. Ensuite, on calcule $G_{min} = F_{Kmin} / k_{eff}$.

Le Tableau III-1 résume les paramètres figés pour le dimensionnement du gap du dispositif de filtrage nanoélectromécanique. On considère que le filtre est constitué d'une nanopointe identique à celles utilisées dans l'étude des forces d'adhésion mesurées avec le microscope AFM en mode contact.

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

Désignation	Valeur
Module de Young du silicium (matériau structurel)	$E = 170 \text{ GPa}$
Rayon de courbure R_H à l'apex.	$R_H = 12,5 \text{ nm}$
Angle d'ouverture β .	$\beta = 14^\circ$
Force de rappel critique F_{Kmin} .	$F_{Kmin} = 500 \text{ nN}$

Tableau III-1 : Résumé des paramètres caractéristiques des nanopointes utilisées pour les mesures de forces intersurfaciques par AFM.

Les courbes de la Figure III-18 illustrent les courbes de dimensionnement du gap en fonction de la fréquence de fonctionnement souhaitée du filtre.

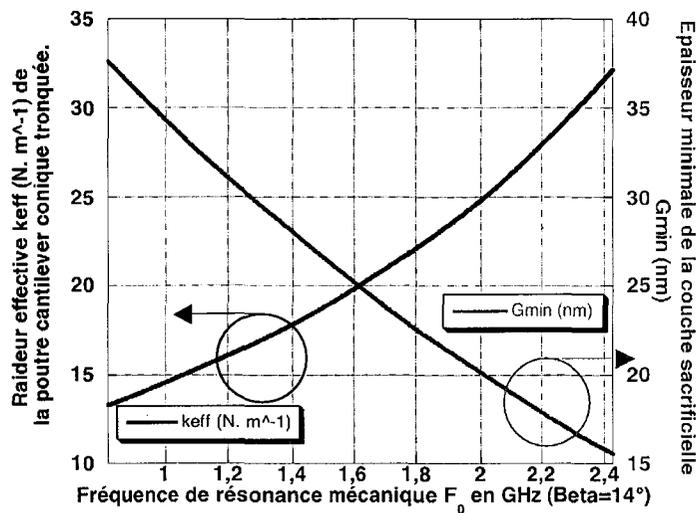


Figure III-18: Constante de raideur effective k_{eff} ($N \cdot m^{-1}$) et épaisseur minimale G_{min} de la couche sacrificielle en fonction de la fréquence de vibration fondamentale d'une poutre cantilever conique tronquée en silicium ($R_H = 12,5 \text{ nm}$, $\beta = 14^\circ$)

Comme il a été rappelé en préambule, une telle approche de conception néglige l'influence croissante de la capacité de couplage directe à mesure que la largeur de l'entrefer diminue. On rappelle que cette capacité se met en parallèle avec l'impédance motionnelle caractérisant le comportement dynamique du résonateur (extrémité de la nanopointe). Si cette capacité parasite devient trop importante, le courant motionnel est alors masqué par le courant de couplage direct. En conclusion, un compromis doit être trouvé afin de maximiser l'efficacité de transduction, éviter la stiction, et minimiser l'incidence des capacités de couplage direct.

IV Verrouillage assisté par la stiction de structures tridimensionnelles auto-assemblées

Après avoir étudié la stiction comme source de défaillance dans un dispositif de filtrage nano-électromécanique, nous allons à présent nous intéresser à l'intégration des phénomènes d'adhésion intersurfaciques, dans une autre application, en tant qu'alternative aux verrous mécaniques.

Cette étude fait suite à la réalisation de microsystèmes tridimensionnels auto-assemblés (SAT3D) pour des applications ayant trait à l'optique adaptative [Quévy +01, +02]. Le résultat de ce travail est le fruit d'un transfert de technologie du procédé SDA-SAT3D du LIMMS¹ vers l'IEMN. Le dispositif est composé d'une matrice de plateaux suspendus au-dessus du substrat après une technique d'auto-assemblage tridimensionnel. Par couplage électrostatique, ces plateaux subissent alors un mouvement de rotation permettant la déflexion hors-plan continue d'une membrane en film mince suspendue au-dessus des plateaux à l'aide d'entretoises. La Figure IV-1 représente une photographie MEB de l'un des plateaux suspendus.

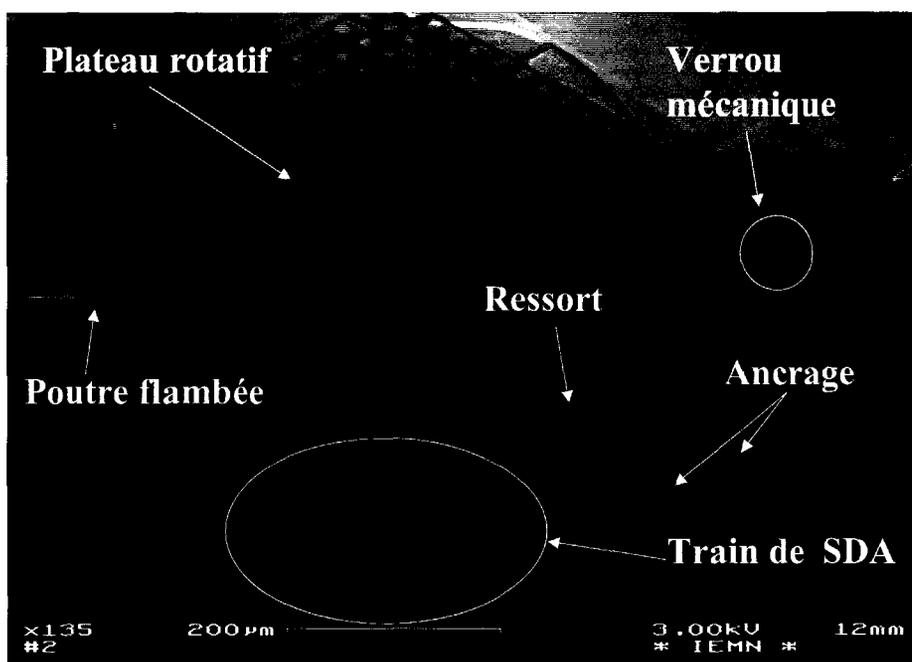


Figure IV-1 : Photographie MEB d'un microsysteme tridimensionnel auto-assemble, avec des actionneurs integres de type SDA² [Quévy +01].

¹ LIMMS/CNRS-IIS : Laboratory for Integrated MicroMechatronics Systems. Laboratoire créé conjointement, en 1995, par le CNRS et l'Institut de Sciences Industrielles de l'Université de Tokyo.

² SDA : Scratch Drive Actuator [Akiyama 93]

La technologie de fabrication de la partie concernant l'actionnement, fait appel aux procédés classiques de micro-usinage de surface, permettant la définition d'éléments structurels en polysilicium (poutres, plaques, actionneurs électrostatiques de type SDA) libérés du substrat en gravant chimiquement une couche de matériau sacrificiel (oxyde de silicium). La Figure IV-2 illustre le principe de l'actionnement et de l'assemblage tridimensionnel permettant l'élévation des microstructures au-dessus du substrat.

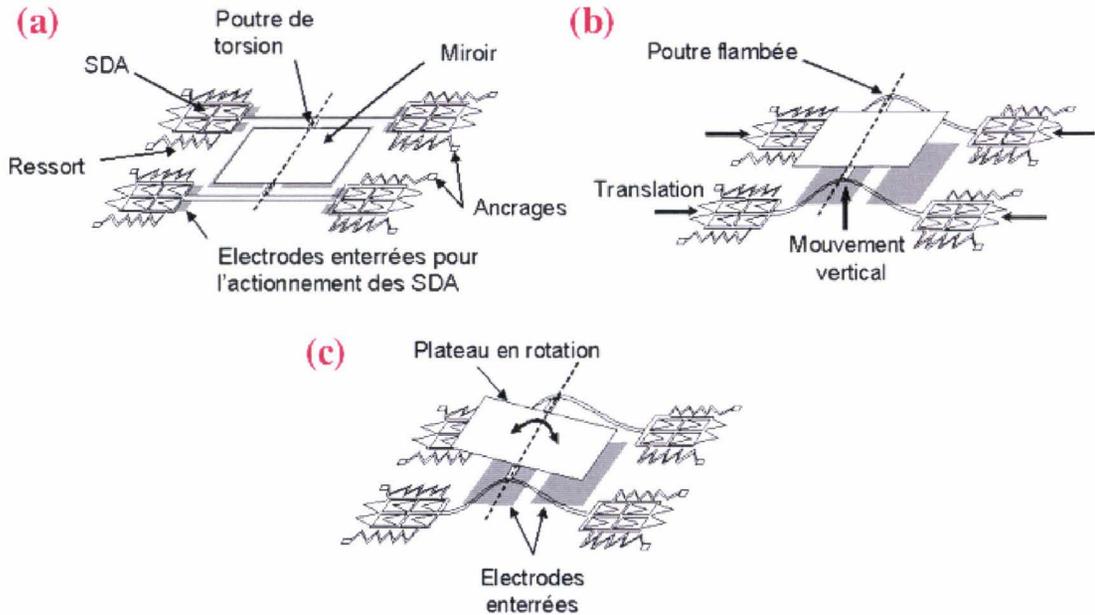


Figure IV-2: Illustration du procédé d'auto-assemblage tridimensionnel destiné à élever un microplateau au-dessus du substrat. (a) Phase initiale. (b) L'actionnement des SDA induit le flambage des poutres de support. (c) L'actionnement des SDA est stoppé, et relayé par l'actionnement du microplateau qui entre alors en rotation. Reproduit d'après [Quévy +02].

Dans la phase initiale, c'est-à-dire à la fin du procédé de fabrication, les plateaux sont suspendus à $2 \mu\text{m}$ au-dessus du substrat (distance équivalente à l'épaisseur de la couche sacrificielle), ce qui a pour effet de limiter leur amplitude de rotation (Figure IV-2 a). Pour permettre un débattement plus important, il est nécessaire que ces plateaux soient élevés hors du plan. Ceci est réalisé grâce au flambage de leurs poutres de support provoqué par la poussée de trains d'actionneurs intégrés de type SDA auxquelles elles sont reliées (Figure IV-2 b). En effet, ces SDA, par couplage électrostatique, vont pouvoir se déplacer de manière rectiligne (plus précisément, ils rampent à la surface du substrat grâce à un entraînement par glissements et frottements successifs [Akiyama 93]) et développer une force résultante supérieure à la charge critique de flambement des poutres [Quévy +00]. Grâce à cette technique, des mouvements hors plan d'une centaine de micromètres ont pu être mis en évidence pour le positionnement vertical des plateaux. La structure complète reste solidaire au substrat via des ressorts flexibles situés entre les trains de SDA et des plots de contact. Des électrodes enterrées sont disposées sous les actionneurs SDA et les plateaux, pour permettre le mouvement des SDA d'une part, et la mise en rotation des plateaux à grand débattement angulaire d'autre part (Figure IV-2 c). Des amplitudes de rotation de l'ordre de la dizaine de micromètres ont été obtenues pour l'actionnement de la membrane.

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

Après avoir élevé les plateaux hors du plan initial, il est nécessaire de figer leur position d'équilibre verticale. De plus, il faut éviter un flambage trop important, et contrebalancer dans le même temps les forces de rappel élastique produites par la poutre et les ressorts après avoir stoppé l'actionnement des SDA.

Depuis l'utilisation des actionneurs de type SDA dans les techniques d'assemblage tridimensionnelles, différentes méthodes ont été proposées afin de fixer des microstructures dans une position donnée [Akiyama 97]. Fukuta et co-auteurs [Fukuta 97] ont présenté un procédé basé sur le thermoformage de poutres en polysilicium. Il consiste à appliquer un courant à travers des poutres de suspension en flambement. Par effet Joule, la couche de polysilicium structurelle est recristallisée, figeant la forme tridimensionnelle après refroidissement. Néanmoins, il est très difficile de prévoir précisément les caractéristiques géométriques de la microstructure, du fait de la redistribution des contraintes mécaniques dans la structure complète au moment du thermoformage. On peut citer également l'exemple de plateaux de positionnement XYZ, pour lequel les actionneurs SDA réalisent une rotation tridimensionnelle d'éléments structurels en polysilicium grâce à l'utilisation de charnières intégrées [Fan 97]. Dans ce cas, la forme 3D ne peut être maintenue qu'en phase d'actionnement des SDA. Lin et co-auteurs [Lin 97] démontrèrent quant à eux un micro-banc optique, comprenant des miroirs et des lentilles de Fresnel repliées grâce à un actionnement externe, perdant ainsi l'intérêt de l'auto-assemblage intégré grâce aux SDA.

Pour en revenir au cadre de cette étude, deux concepts originaux de verrouillage mécanique ont été mis au point. La première solution consista à utiliser un ancrage mécanique intégré réalisé à l'aide d'éléments structurels disponibles [Quévy +02]. On réalise ainsi une partie fixe solidaire du substrat, et une partie dont la forme lui est complémentaire portée par les SDA. Lors du mouvement des SDA, la partie mobile vient en butée sur la partie fixe, et s'encastre de telle sorte que lorsque l'actionnement s'arrête, la microstructure est solidement fixée dans sa position. En fonction de la distance relative entre la partie ancrée au substrat et la partie mobile, on va pouvoir contrôler la hauteur d'élévation des plateaux.

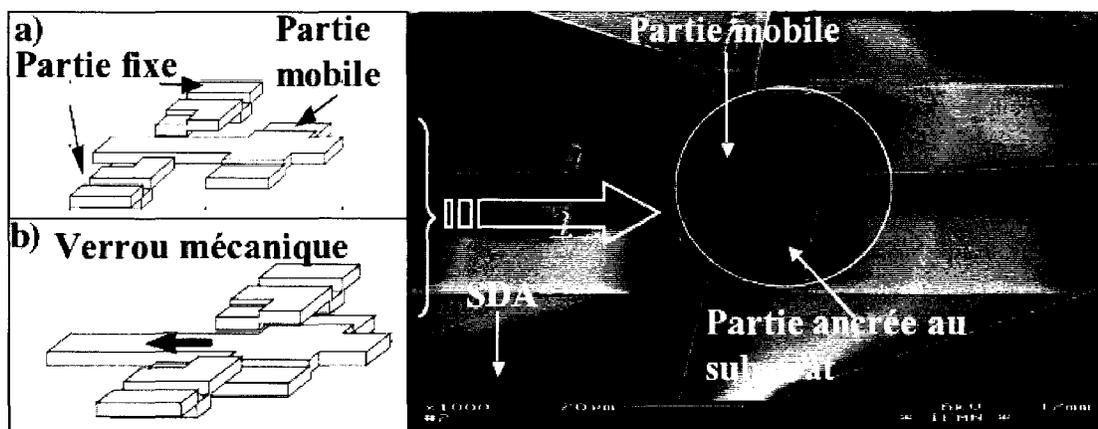


Figure IV-3 : Illustration du principe de verrouillage mécanique : a) Etat initial. b) Le mouvement des SDA entraîne la partie mobile du mécanisme de verrouillage sous la partie fixe ancrée au substrat. c) Photographie MEB du verrou mécanique.

La seconde solution, qui fut celle développée dans le cadre de ce travail, s'appuie sur le phénomène *a priori* indésirable (dans le domaine des microsystèmes) qu'est la stiction [Gogoi 95]. En effet, l'approche proposée ici consiste à exploiter les forces intersurfaciques

induisant la stiction contrôlée de la partie motrice (SDA) lorsque la microstructure tridimensionnelle atteint sa géométrie finale [Agache +01 a), b)]. En l'occurrence, l'intensité des forces d'adhésion étant supérieure à celle des forces de rappel, un lien irréversible s'opère entre les actionneurs SDA et la couche inférieure (Si_3N_4). Il s'agit de la première utilisation positive et contrôlée du phénomène de stiction dans le domaine des microsystèmes, celle-ci étant plutôt considérée comme un inconvénient majeur et destructeur. L'objet de cette partie est de définir des règles de conception pour le dimensionnement des structures, afin de s'assurer du verrouillage contrôlé par la stiction.

IV.1 Principe du verrouillage par stiction.

Cette procédure, tout comme la caractérisation *in fine* du dispositif, a lieu à l'air libre, conditions environnementales pour lesquelles les forces capillaires et de Van der Waals apportent la contribution majeure parmi les sources d'adhésion.

La Figure IV-4 illustre le principe de verrouillage de structures tridimensionnelles auto-assemblées actionné par la stiction. La procédure d'auto-assemblage est réalisée par des trains d'actionneurs génériques de type SDA, qui, de par leur mouvement, vont soulever des plateaux hors de leur plan initial. Le déplacement des SDA est généré par couplage électrostatique, en appliquant une tension alternative entre ceux-ci, et une électrode enterrée. Cette dernière délimite le parcours des SDA. Il a été montré qu'au cours de leur déplacement, pour des tensions d'actionnement de l'ordre de $\pm 110\text{V}$, ces actionneurs développaient une force de poussée horizontale \vec{F} comprise entre 65 et 100 μN , selon leurs dimensions [Akiyama 97]. Ces valeurs sont bien supérieures à la charge critique d'Euler des poutres soutenant les plateaux, estimée à 6.9 μN [Quévy +02] (Figure IV-4 b).

À la fin de la procédure d'auto-assemblage, le mouvement rectiligne des SDA est arrêté par des butées mécaniques, dont la position à l'origine (*i.e.* avant actionnement) permet de contrôler la course du déplacement et donc la hauteur d'élévation du plateau au-dessus du substrat. Si l'actionnement persiste, l'effort de poussée \vec{F} développé par les SDA contre ces butées se traduit par une force de compression axiale \vec{C} exercée sur les poutres de jonctions reliant les différentes rangées d'actionneurs. Cette réaction \vec{C} va provoquer le flambage des poutres vers le substrat jusqu'au contact (Figure IV-4 c). À ce stade de la procédure, l'amplitude des forces intersurfaciques est maximale. En fonction du dimensionnement des structures, ces forces vont permettre un collage définitif ou non de la rangée de SDA. L'opération de verrouillage est achevée par la stiction.

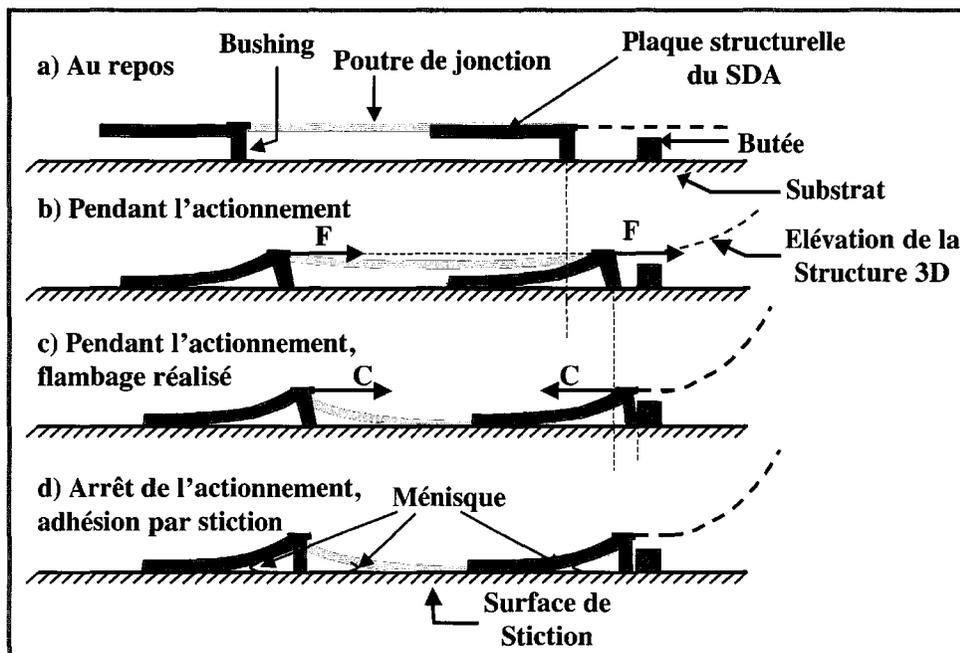


Figure IV-4 : Illustration du procédé de verrouillage par stiction. a) Schéma en coupe de deux rangées de SDA reliées entre elles grâce à une poutre de jonction. À ce stade, la distance de séparation entre le substrat et l'ensemble SDA-poutre est de $2\mu\text{m}$. b) Actionnement simultané des deux rangées pour l'assemblage de la structure. c) Le déplacement du train de SDA est limité par une butée mécanique solidaire du substrat, tandis que la rangée arrière continue de pousser, déclenchant le flambage de la poutre de jonction. d) Arrêt de l'actionnement ; l'opération de verrouillage est achevée grâce au collage des éléments structurels du train (plaque des SDA, poutres de jonction) au substrat.

IV.2 Modélisation et dimensionnement des structures.

On se place dans le cas où l'actionnement électrostatique des SDA est stoppé. De fait, dans le modèle qui suit, aucune contribution liée aux forces électrostatiques ne sera prise en compte.

IV.2.1 Déformations des SDA et détermination de la distance de décollement :

Cette première modélisation s'inspire d'une analyse de C.H. Mastrangelo et co-auteurs, [Mastrangelo 92, 93 a), b)], ainsi que de M. P. de Boer [Boer 99], et a pour but la détermination de la longueur critique de décollement s^* des SDA. En effet, il s'agit d'optimiser le dimensionnement des SDA de sorte à s'assurer du collage irréversible de leur plaque structurelle avec la couche de Si_3N_4 sous-jacente, une fois l'actionnement stoppé. Cette adhésion est permanente dès lors que la longueur des SDA est supérieure à la grandeur s^* . Pour déterminer s^* , il suffit de sommer les contributions énergétiques issues des forces de rappel élastiques, et des forces d'adhésions intersurfaciques. L'énergie élastique emmagasinée au sein de la plaque structurelle du SDA induit une force de rappel propice à son décollement du substrat, tandis que l'énergie d'adhésion accumulée au niveau de la zone de stiction tend à le maintenir collé au substrat. La longueur s^* est alors définie lorsque le minimum énergétique au sein de la plaque structurelle du SDA est atteint.

Pour analyser la déformation en flexion des SDA, la démarche choisie ici consiste à assimiler leur plaque structurale à une poutre encastree libre de section rectangulaire variable longitudinalement. Dans ce modèle, l'extrémité encastree correspond à la jonction de la plaque avec le « *bushing* » (ou ergot). De plus, la surface de la plaque structurale du SDA équivaut à celle d'un triangle équilatéral de côté a (cf. Figure IV-5) conformément au dessin de masque qui fut défini dans notre cas.

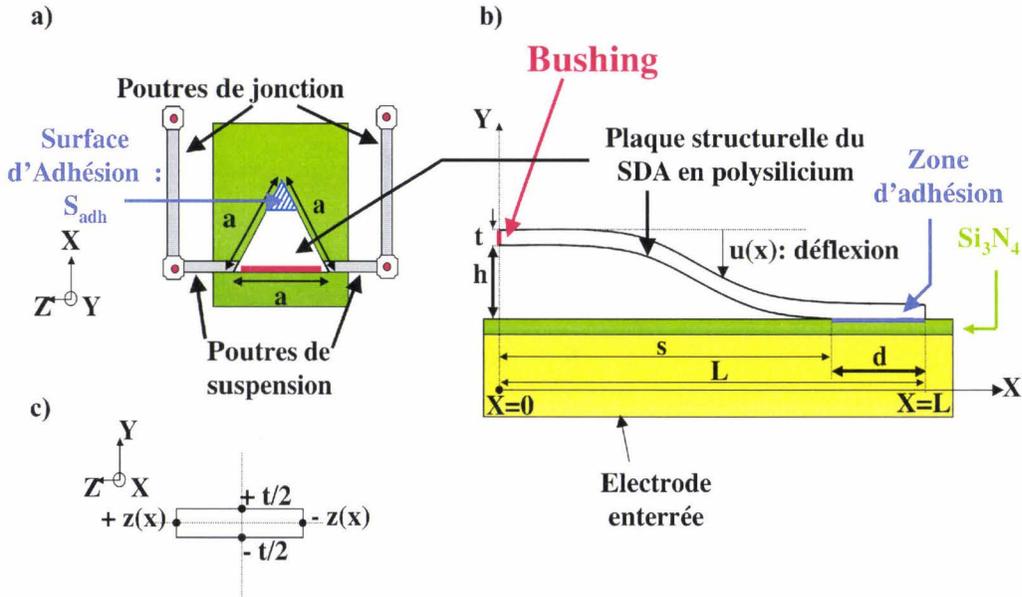


Figure IV-5 : Illustration des paramètres de conception du SDA. a) Vue de dessus de la plaque structurale du SDA, accompagnée des poutres de suspension reliées aux poutres faisant la jonction avec les autres rangées de SDA. b) Dessin en coupe dans le plan (O,x,y) de la plaque structurale du SDA, adhérant à la couche de Si_3N_4 . c) Section de la plaque structurale du SDA dans le plan (O,y,z) .

En ce qui concerne les paramètres géométriques du modèle, on définit L la longueur du segment reliant la pointe du SDA au point médian du *bushing* (zone d'ancrage), t l'épaisseur du polysilicium structural, h la hauteur du *bushing* par rapport à la couche inférieure de Si_3N_4 . On considère que la surface d'adhésion correspond également à un triangle équilatéral dont l'un des sommets coïncide avec la pointe du SDA. On note s la longueur du segment séparant le milieu de la base du SDA, à celui de l'aire d'adhésion. Il s'agit de la longueur de décollement. On définit un second paramètre renvoyant à la longueur de collage $d=L-s$. Les calculs qui suivent permettent de déterminer l'équilibre énergétique au sein de la plaque structurale du SDA, entre l'énergie des forces d'adhésion et l'énergie issue des forces de rappel élastiques.

a) Expression de l'énergie élastique :

Considérons la partie décollée du SDA, c'est-à-dire lorsque $0 \leq x \leq s$. On suppose qu'aucune force externe n'agit sur la plaque du SDA au niveau de cette zone. En conséquence, sa déflexion $u(x)$ est gouvernée par l'équation :

$$\frac{d^4 u(x)}{dx^4} = 0.$$

Équation IV-1

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

Les conditions aux limites du modèle se traduisent par :

$$\left. \frac{du}{dx} \right|_0 = \left. \frac{du}{dx} \right|_s = u(0) = 0, \text{ et } u(s) = h. \quad \text{Équation IV-2}$$

La solution à l'équation de la déformée, satisfaisant aux conditions limites, est donnée par :

$$u(x) = h \frac{x^2}{s^2} \left(3 - 2 \frac{x}{s} \right) \text{ pour } 0 \leq x \leq s, \text{ et } u(s) = 0 \text{ pour } s \leq x \leq L. \quad \text{Équation IV-3}$$

Quant à l'énergie élastique U_E emmagasinée dans la plaque structurelle du SDA, son expression est donnée par :

$$U_E = \frac{E}{2} \int_{x=0}^{x=L-\frac{a\sqrt{3}}{2}} \left(\frac{d^2u}{dx^2} \right)^2 I(x) dx, \quad \text{Équation IV-4}$$

où E désigne le module de Young du matériau structurel et $I(x)$ le moment d'inertie de la plaque du SDA dans le plan (O, \bar{y}, \bar{z}) , suivant l'axe $O\bar{z}$ à la distance x de son extrémité encastree. $I(x)$ se calcule par la relation suivante :

$$I(x) = \int_{-\frac{t}{2}}^{+\frac{t}{2}} y^2 \left(\int_{z=-\frac{a}{2}\left(1-\frac{2x}{a\sqrt{3}}\right)}^{z=\frac{a}{2}\left(1-\frac{2x}{a\sqrt{3}}\right)} d_z \right) d_y = \frac{a}{12} \left(1 - \frac{2x}{a\sqrt{3}} \right) t^3 = \frac{a}{12} \left(1 - \frac{x}{L} \right) t^3, \quad \text{Équation IV-5}$$

Après intégration, on obtient :

$$U_E = \frac{3Eah^2t^3}{2s^6} \left(\frac{Ls^2}{2} + \frac{L^3}{3} - \frac{2L^2s}{3} \right), \quad \text{Équation IV-6}$$

b) Expression de l'énergie d'adhésion :

Comme il a été spécifié plus haut, la surface S_{adh} de la zone d'adhésion équivaut à celle d'un triangle équilatéral de hauteur $d=L-s$. En conséquence, on donne :

$$S_{adh} = \frac{a(L-s)^2}{2L} = \frac{(s^2 - as\sqrt{3} + 3a^2/4)}{\sqrt{3}}. \quad \text{Équation IV-7}$$

L'énergie d'adhésion intersurfacique stockée par la plaque structurelle du SDA au niveau de la zone de collage, est simplement obtenue comme suit :

$$U_S = -\gamma_S S_{adh}, \quad \text{Équation IV-8}$$

où le coefficient γ_S fait référence à une énergie de liaison par unité de surface (exprimée en $J.m^{-2}$, ou encore en $N.m^{-1}$). Le signe de U_S est négatif du fait qu'il s'agisse d'une énergie traduisant une attraction.

c) Énergie totale et longueur critique de décollement :

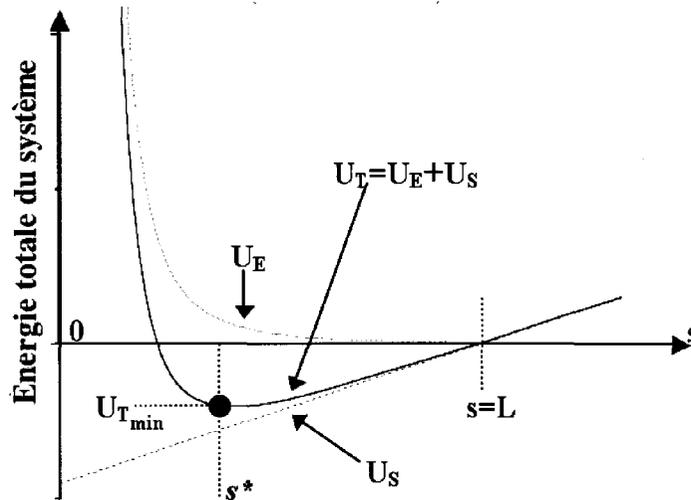


Figure IV-6 : Courbe typique représentant l'énergie totale $U_T(s)$ au sein de la plaque structurale d'un SDA collé au substrat au delà de la distance s par rapport à la position du bushing.

Comme énoncé précédemment, l'énergie totale U_T du système est la somme de l'énergie élastique U_E , et de l'énergie d'adhésion U_S . En posant $\beta = \frac{3Eah^2t^3}{2}$, on obtient :

$$U_T(s) = \frac{\beta}{s^6} \left(\frac{Ls^2}{2} + \frac{L^3}{3} - \frac{2L^2s}{3} \right) - \gamma s \frac{a(L^2 - 2Ls + s^2)}{2L}, \quad \text{Équation IV-9}$$

La Figure IV-6 illustre l'allure typique de $U_T(s)$. En l'occurrence, cette courbe possède un minimum correspondant à la longueur de décollement critique s^* . L'étape suivante consiste à résoudre l'équilibre énergétique entre l'énergie d'adhésion intersurfacique et l'énergie élastique emmagasinée au sein de la plaque déformée du SDA, en fonction du paramètre s . Ce minimum est déterminé par l'équation :

$$\frac{dU_T}{ds} = g(s) = \beta \left(\frac{10L^2}{3s^6} - \frac{2L^3}{s^7} - \frac{2L}{s^5} \right) - \gamma s \frac{a(s-L)}{L} = 0. \quad \text{Équation IV-10}$$

Une méthode numérique est employée pour la résolution de cette équation. L'existence d'un minimum d'énergie indique que le SDA est collé irréversiblement au substrat. On obtient alors la longueur de décollement s^* associée. Au contraire, en l'absence d'équilibre, le SDA reste libéré. Le tracé de $g(s)$ en fonction du paramètre a de conception a permis d'établir une relation dimensionnement-collage du SDA.

IV.2.2 Déformation des poutres de suspension et de jonction :

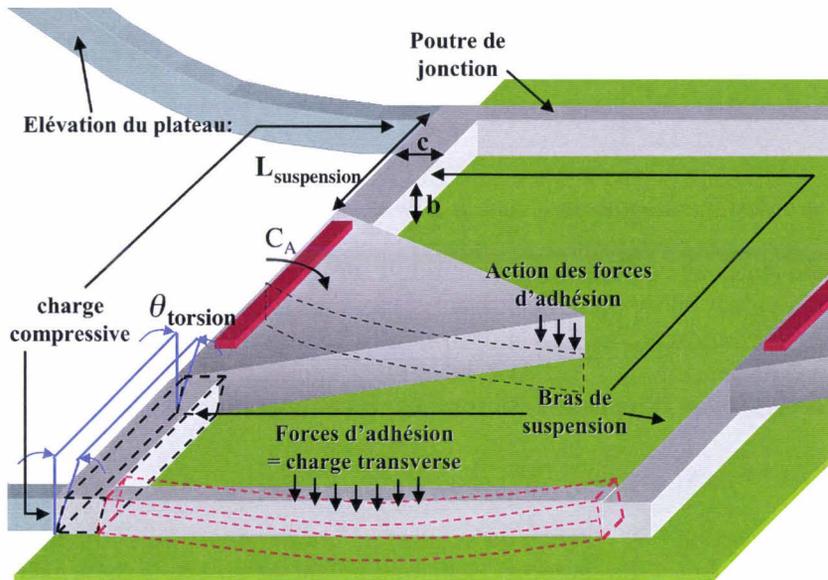


Figure IV-7 : Illustration de la déformation des bras de suspension et des poutres de jonction. L'allure de la déformée est représentée en pointillée.

Dans cette partie, nous allons étudier la déformation induite dans les bras de suspension et les poutres de jonction. On considérera que la déformation flexionnelle des plaques structurales des SDA donne naissance à un couple de torsion au sein des poutres qui leur servent de suspension. Cette torsion se traduit par une rotation angulaire uniforme des sections planes des poutres longitudinalement. L'angle de rotation se retrouve alors à l'extrémité de la poutre de jonction soumise simultanément à un chargement axial et latéral. La compression axiale est induite par l'élévation du plateau, tandis que le chargement transverse est provoqué par l'action des forces intersurfaciques.

a) **Torsion induite dans les bras de suspension :**

On suppose que le moment de flexion C_A à l'extrémité encastree des SDA donne lieu à une déformation en torsion des bras de suspension. Comme leur dénomination l'indique, ces bras ou poutres servent à suspendre les actionneurs, et à les relier aux poutres de jonction faisant la liaison avec les différentes rangées de SDA (cf. Figure IV-5).

Procédons à l'analyse de l'une des poutres de suspension ! On suppose que l'angle de rotation des sections de la poutre induit par la torsion est constant quelle que soit la position longitudinale le long de celle-ci. Cet angle, appelé également angle de torsion $\theta_{torsion}$ est défini comme suit [Young 89] :

$$\theta_{torsion} = \frac{TL_{suspension}}{KG}, \quad \text{Équation IV-11}$$

où T désigne la raideur en torsion de la poutre, $L_{suspension}$ sa longueur, et G le module de rigidité (encore appelé module de cisaillement) du matériau structural, défini par la relation $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ (E est le module d'élasticité du matériau, et ν le coefficient de Poisson). Enfin K

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

est un coefficient relatif à la forme et aux dimensions des sections de la poutre de suspension. Pour une barre prismatique de section rectangulaire, K est déterminé par la relation suivante [Young 89] :

$$K = \frac{cb^3}{16} \left[\frac{1}{3} - 53.76 \frac{b}{c} \left(1 - \frac{b^4}{12c^4} \right) \right], \text{ pour } c \geq b, \quad \text{Équation IV-12}$$

où c et b désignent respectivement la largeur et l'épaisseur de la poutre de suspension.

D'autre part, on suppose que le module de la raideur en torsion dans la poutre correspond à la valeur du moment fléchissant C_A à l'encastrement de la poutre structurelle du SDA. De plus, on représentera l'action des forces d'adhésion exercées sur la plaque, par une charge transverse concentrée F_{adh} , dont le point d'application coïncide avec le centre de gravité G_{adh} de la surface d'adhésion. En statique, la configuration du modèle implique :

$$\vec{C}_A + \vec{A}\vec{A} \wedge \vec{R}_A + \vec{A}\vec{G}_{adh} \wedge \vec{F}_{adh} = \vec{0}, \quad \text{Équation IV-13}$$

où R_A correspond à la réaction du support à l'encastrement du SDA. En conséquence, la composante verticale C_{Az} du moment fléchissant à l'encastrement du SDA est donnée par :

$$C_{Az} = -x_{G_{adh}} F_{adh}, \quad \text{Équation IV-14}$$

avec $x_{G_{adh}} = s^* + \frac{d}{3} = \frac{4s^* + a\sqrt{3}}{6}$ la coordonnée selon l'axe x du centre de gravité G_{adh} de la surface d'adhésion. D'autre part, en intégrant l'expression des forces de capillarité et de Van der Waals pour deux surfaces planes, on obtient F_{adh} :

$$F_{adh} = F_{vdw} + F_{cap} = \left(\frac{2\gamma_L}{D} + \frac{A_{132}}{6\pi D^3} \right) S_{adh}. \quad \text{Équation IV-15}$$

Il s'ensuit que :

$$C_{Az} = - \left(\frac{4s^* + a\sqrt{3}}{6} \right) \cdot \frac{\sqrt{3}}{4} \left(a - \frac{2s^*}{\sqrt{3}} \right)^2 \cdot \left(\frac{2\gamma_L}{D} + \frac{A_{132}}{6\pi D^3} \right). \quad \text{Équation IV-16}$$

En conclusion, l'angle $\theta_{torsion}$ est obtenu en égalisant T avec l'expression de C_{Az} donnée ci-dessus.

b) Déformation des poutres de jonction :

Pour modéliser la déformation des poutres reliant les différentes rangées de SDA entre elles, on considère que l'auto-assemblage de la structure tridimensionnelle induit une compression axiale P exercée dans ces poutres. D'autre part, on représente l'incidence des forces intersurfaciques apparaissant lors de la déflexion des poutres vers le substrat, par une charge uniforme latérale répartie partiellement. Cette charge latérale est distribuée symétriquement sur un segment de la poutre défini par la relation $L_1 \leq x \leq L_j - L_1$, où x est la position longitudinale le long de la poutre et L_j sa longueur. Un modèle de poutre bi-appuyée est utilisé pour rendre compte des conditions aux limites des poutres de jonction, justifiant l'hypothèse précédente de répartition uniforme de l'angle de torsion le long des poutres de suspension. Le principe de superposition souvent appliqué au calcul de déformée des poutres

soumises à des forces latérales agissant seules est réemployée dans le cas des poutres de jonction [Timoshenko 76].

⇒ Charge latérale unique :

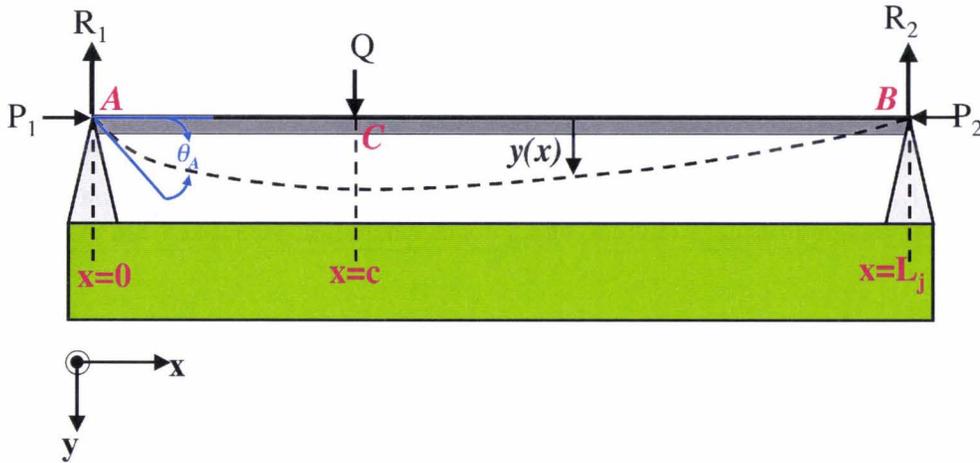


Figure IV-8 : Schéma illustrant la ligne élastique (en pointillée) d'une poutre bi-appuyée soumise simultanément à une charge latérale concentrée Q et des forces axiales compressives P_1 et P_2 .

La première étape relative au calcul de la déformée des poutres de jonction, consiste à considérer le cas simple d'une poutre reposant sur deux appuis, comprimée longitudinalement et soumise à une charge latérale concentrée Q appliquée au point C . Les charges axiales compressives sont définies par P_1 et P_2 avec $P_1 = P_2 = P$. D'autre part, la poutre est scindée en deux tronçons distincts $[AC]$ et $[CB]$ pour lesquels sera déterminée l'expression de la courbe de déformation en flexion.

En appliquant les conditions d'équilibre statique, les forces de réaction du support R_1 et R_2 agissant sur la poutre aux deux extrémités sont données par :

$$R_1 = \frac{cQ}{L_j}, \quad \text{Équation IV-17}$$

$$R_2 = \frac{(1-c)Q}{L_j}, \quad \text{Équation IV-18}$$

avec c et L_j les coordonnées selon l'axe x des points C et B . A présent, considérons un point de la courbe de déformée, situé à gauche de la charge transverse et caractérisé par l'abscisse x , et une déflexion y . La composante verticale $M_{[AC]_z}$ du moment fléchissant $\overline{\mathbf{M}}_{[AC]}$ en ce point est alors donnée par :

$$M_{[AC]_z} = \frac{Qc}{L_j}x + Py, \quad \text{Équation IV-19}$$

De même, pour le tronçon à droite de la charge latérale, on obtient :

$$M_{[CB]_z} = \frac{Q(L_j - c)(L_j - x)}{L_j} + Py. \quad \text{Équation IV-20}$$

On rappelle l'expression de l'équation différentielle pour le calcul de la ligne élastique des poutres simples :

$$EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -M(x). \quad \text{Équation IV-21}$$

On résout cette équation en intégrant l'expression de $M(x)$ propre à chaque tronçon de la poutre. Les constantes d'intégration sont déterminées en considérant les conditions aux limites pour chaque tronçon. L'annulation du déplacement transversal aux extrémités A et B implique :

$$y_{[AC]} \Big|_{x=0} = y_{[CB]} \Big|_{x=L} = 0, \quad \text{Équation IV-22}$$

De plus, la continuité physique de la déflexion verticale ainsi que de la courbure de la ligne élastique au point d'application de la charge transverse se traduit par :

$$y_{[AC]} \Big|_{x=c} = y_{[CB]} \Big|_{x=c}, \text{ et } \frac{\partial y_{[AC]}}{\partial x} \Big|_{x=c} = \frac{\partial y_{[CB]}}{\partial x} \Big|_{x=c}. \quad \text{Équation IV-23}$$

L'expression de la déformée pour le tronçon [AC] est déterminée en résolvant l'équation différentielle suivante :

$$EI \frac{\partial^2 y_{[AC]}}{\partial x^2} = -M_{[AC]_z} = -\frac{Qc}{L_j} x - Py_{[AC]}, \quad \text{Équation IV-24}$$

La solution de cette équation s'exprime :

$$y_{[AC]} = \alpha_1 \cos(kx) + \alpha_2 \sin(kx) - \frac{Qc}{PL_j} x, \quad \text{Équation IV-25}$$

avec $k^2 = \frac{P}{EI}$, et α_1 et α_2 des constantes d'intégration.

En utilisant la même approche, la déflexion verticale pour la portion [CB] est donnée par la relation :

$$y_{[CB]} = \alpha_3 \cos(kx) + \alpha_4 \sin(kx) - \frac{Q(L_j - c)(L_j - x)}{PL_j} x, \quad \text{Équation IV-26}$$

α_3 et α_4 font référence, à nouveau, aux constantes d'intégration du problème. Compte tenu des conditions aux limites définies plus haut, permettant l'évaluation des constantes d'intégration, la courbe de déformation en flexion de la poutre est régie par les relations suivantes :

$$y_{[AC]} = \frac{Q \sin(kc)}{P.k \sin(kL_j)} \sin(kx) - \frac{Qc}{PL_j} x, \text{ pour } 0 \leq x \leq c, \quad \text{Équation IV-27}$$

$$y_{[CB]} = \frac{Q \sin\{k \cdot (L_j - c)\}}{P \cdot k \cdot \sin(k \cdot L_j)} \sin\{k \cdot (L_j - x)\} - \frac{Q(L_j - c)(L_j - x)}{P L_j}, \text{ lorsque } c \leq x \leq L_j. \quad \text{Équation IV-28}$$

Ces équations montrent que, pour une force longitudinale donnée, les déplacements de la poutre sont proportionnels à la charge latérale Q . En même temps, la relation entre les déplacements et la force de compression P est plus compliquée, puisque cette force intervient dans les fonctions trigonométriques contenant k . Le fait que les déformations soient des fonctions linéaires de Q implique que le principe de superposition puisse s'appliquer dans le cas où plusieurs forces latérales agissent sur la poutre comprimée. La déformation totale est alors obtenue d'après les deux équations précédentes $y_{[AC]}$ et $y_{[CB]}$, et en superposant les différentes déformations obtenues par chaque charge latérale agissant en combinaison avec la force axiale P .

⇒ Charge latérale uniformément répartie sur une portion de la poutre :

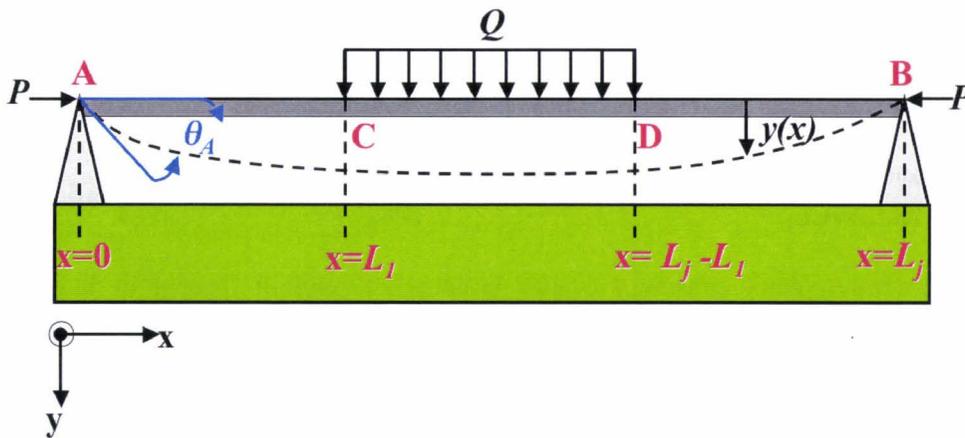


Figure IV-9 : Illustration du modèle utilisé pour le calcul de déformée des poutres de jonctions : poutre bi-appuyée soumise simultanément à une compression axiale P et à une charge latérale d'intensité Q uniformément répartie sur une portion centrale.

Pour en revenir au calcul de la déformée d'une poutre de jonction, on rappelle que les forces d'adhésion s'exerçant sur celle-ci sont modélisées par une charge latérale constante Q distribuée symétriquement sur la portion définie par $L_1 < x < L_2$, avec $x=L_1$ et $L_2=L_j-L_1$. En appliquant le principe de superposition énoncé plus haut, on considère que chaque charge transverse concentrée, correspondant à une portion « unitaire » d_x de poutre est responsable d'une déformation partielle de la poutre. La déflexion totale résulte de l'addition des contributions apportées par toutes les forces latérales agissant sur chaque portion unitaire de la poutre. Comme illustrée sur la Figure IV-9, la poutre est divisée en trois régions. Le premier segment [AC] équivaut à la partie située à gauche de la charge transverse ; le segment [CD] correspond à la zone où s'exercent les forces d'adhésion et donc le chargement transverse; finalement le segment [DC] désigne la portion à droite du chargement.

Le déplacement vertical le long du segment [AC] est calculé en reprenant l'équation de la déformée correspondant à la section située à gauche d'une charge latérale unique appliquée simultanément à une force axiale. En conséquence, la déformation globale est simplement déterminée en remplaçant le terme Q par l'élément Qdc , et en intégrant entre les

bornes L_1 et L_j-L_1 . De cette façon, l'équation de la ligne élastique correspondant au segment $[AC]$ est donnée par :

$$y_{[AC]} = \frac{Q \sin(k \cdot x)}{P \cdot k^2 \cdot \sin(k \cdot L_j)} \left[\cos(k \cdot L_1) - \cos\{k \cdot (L_j - L_1)\} \right] - \frac{xQ}{2PL_j} [L_j^2 - 2 \cdot L_j \cdot L_1], \quad \text{Équation IV-29}$$

En utilisant la même démarche, il est possible de déterminer la déformation en un point quelconque m situé sous la charge (segment $[CD]$). Pour ce faire, on utilisera l'équation de la déformée correspondant à la section située à gauche d'une charge concentrée pour la charge à gauche de m et l'équation de la déformée correspondant à la section située à droite d'une charge concentrée pour celle à droite de m . La flèche est alors donnée par :

$$y_{[CD]} = \frac{Q \sin(k \cdot x)}{P \cdot k^2 \cdot \sin(k \cdot L_j)} \left[\cos(k \cdot L_1) - \cos(k \cdot (L_j - x)) \right] - \frac{xQ}{2PL_j} [L_j^2 - 2 \cdot x \cdot L_j + x^2 - L_1^2] \\ + \frac{Q \sin(k \cdot (L_j - x))}{P \cdot k^2 \cdot \sin(k \cdot L_j)} \left[\cos(k \cdot L_1) - \cos(k \cdot x) \right] + \frac{Q(L_j - x)}{2PL_j} [L_1^2 - x^2] \quad \text{Équation IV-30}$$

Finalement la déflexion verticale pour la portion $[DB]$ de la poutre se déduit comme suit :

$$y_{[DB]} = \frac{Q \sin\{k \cdot (L_j - x)\}}{P \cdot k^2 \cdot \sin(k \cdot L_j)} \left[\cos(k \cdot L_1) - \cos\{k \cdot (L_j - L_1)\} \right] - \frac{Q(L_j - x)}{2PL_j} [L_j^2 - 2 \cdot L_j \cdot L_1]. \quad \text{Équation IV-31}$$

La dernière étape consiste à évaluer la pente à l'extrémité gauche de la poutre qui, d'après l'hypothèse émise précédemment, correspond directement à l'angle de torsion induit dans les bras de suspension. Cette pente est déterminée à partir de la dérivée première de la courbe de déformation pour le tronçon $[AC]$:

$$\theta_A = \frac{\partial y_{[AC]}}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{Q}{P \cdot k \cdot \sin(k \cdot L_j)} \left[\cos(k \cdot L_1) - \cos\{k \cdot (L_j - L_1)\} \right] \\ - \frac{Q}{2PL_j} [L_j^2 - 2 \cdot L_j \cdot L_1] \quad \text{Équation IV-32}$$

IV.3 Simulations du procédé de verrouillage assisté par la stiction

Dans cette partie sera présenté dans un premier temps l'algorithme de calcul permettant de caractériser le déclenchement ou non du verrouillage assisté par la stiction, de la structure tridimensionnelle. Ensuite, les données relatives au dimensionnement et à l'environnement de caractérisation des structures seront rappelées.

IV.3.1 Procédure de résolution numérique du problème de verrouillage déclenché par la stiction :

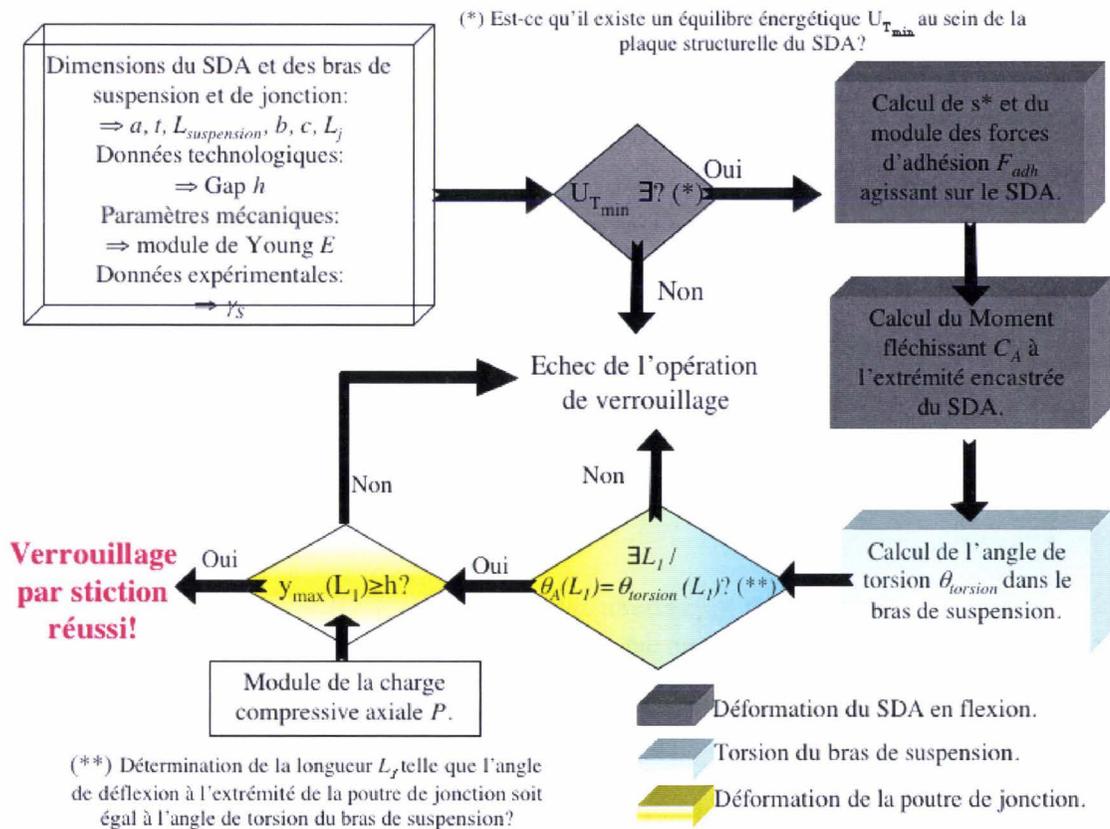


Figure IV-10 : Schéma de principe de l'algorithme de résolution numérique.

Le diagramme de la figure ci-dessus illustre la procédure numérique utilisée afin de déterminer l'activation ou non du verrouillage de l'auto-assemblage tridimensionnel assisté par la stiction. Dans un premier temps, en fonction des dimensions du SDA, des données technologiques du problème (gap, et épaisseur), des paramètres relatifs aux matériaux (module d'élasticité du matériau structural), et enfin des données expérimentales (température, hygrométrie), on détermine l'existence ou non d'un minimum pour la courbe d'énergie totale au sein du SDA (cf. Figure IV-6). Si tel est le cas, l'angle de torsion $\theta_{torsion}$ des bras de suspension induit par la déflexion du SDA, peut être évalué. On détermine la position du chargement latéral L_j des poutres de jonction, qui vérifie l'égalité entre la pente de leur ligne élastique aux extrémités, et l'angle de torsion précité. La flèche maximale des poutres de jonction est alors calculée, en portant la ou les valeurs (s'il y a plusieurs solutions) de L_j obtenues, dans l'expression de leur déformée. Si cette valeur est supérieure à la hauteur du *bushing*, on admet que les poutres de jonction sont collées de manière irréversible au substrat, signifiant l'activation du verrouillage assisté par la stiction.

IV.3.2 Dimensionnement des structures :

Le Tableau IV-1 résume les paramètres figés par la technologie et le dessin de masque des structures. Ces valeurs seront employées dans la résolution numérique du problème de verrouillage assisté par la stiction.

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

Désignation	Valeur
Module de Young du polysilicium (matériau structurel)	$E = 170 \text{ GPa}$
Hauteur du <i>bushing</i>	$h = 1,6 \text{ }\mu\text{m}$
Épaisseur du matériau structurel	$t = b = 0,5 \text{ }\mu\text{m}$
Largeur des poutres de suspension	$c = 8 \text{ }\mu\text{m}$
Facteur géométrique pour le calcul de l'angle de torsion.	$K = 5,124 \cdot 10^{-21} \text{ m}^4$
Longueur des poutres de jonction.	$L_j = 80 \text{ }\mu\text{m}$

Tableau IV-1 : Résumé des paramètres caractéristiques fixés par la technologie.

IV.3.3 Quantification de l'énergie d'adhésion par unité de surface :

Étant donné la caractérisation des dispositifs à l'air libre, et à pression atmosphérique, il sera admis que le coefficient γ_S dépend uniquement des forces de capillarité, et des forces de Van der Waals. On note alors :

$$\gamma_S = \gamma_{cap} + \gamma_{vdw},$$

Équation IV-33

où γ_{cap} et γ_{vdw} renvoient respectivement aux énergies d'adhésion par unité de surface pour la capillarité, et les forces de Van der Waals.

Pour faire intervenir de manière réaliste les forces capillaires et quantifier γ_{cap} , le degré d'hygrométrie sera fixé 50%, la température ambiante à 20°C, et nous nous placerons dans l'approximation d'un ménisque torique concave entre les surfaces. On rappelle que la hauteur d'immersion est définie par $d = 2r$ (où $r = 1,6 \text{ nm}$ dans ces conditions). On émet l'hypothèse que cette distance d'immersion correspond directement à la distance de séparation D réelle des deux surfaces en regard : plaque en polysilicium du SDA, et couche de nitrure de silicium sous-jacente. De fait, la condensation empêche tout contact physique réel entre les deux surfaces, justifiant l'absence de prise en compte des contributions électrostatiques. En effet, dans ce cas, l'apparition de charges électriques en surface acquises par triboélectrification ne peut avoir lieu entre les deux matériaux. Pour en revenir à l'expression de γ_{cap} , on supposera que l'angle de contact surface-liquide θ_C est nul [Israelachvili 92]. Dans l'hypothèse où les surfaces en regard sont parfaitement planes, on obtient donc :

$$\gamma_{cap} = 2 \cdot \gamma_L,$$

Équation IV-34

où γ_L désigne la tension de surface du liquide (on rappelle que $\gamma_L = 0,072 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ pour l'eau).

Pour ce qui est de l'énergie d'adhésion liée aux forces de Van der Waals, elle s'exprime de la manière suivante :

$$\gamma_{vdw} = \frac{A_{132}}{12\pi D^2},$$

Équation IV-35

où A_{132} désigne la constante de Hamaker, caractéristique du système en interaction. En l'occurrence, $A_{132} = 22,107 \cdot 10^{-20} \text{ J}$ (constante de Hamaker pour le silicium interagissant avec

du nitrure LPCVD, à travers de l'eau condensée sur les surfaces). On rappelle que $D = 3.2 \text{ nm}$ (dans l'approximation où la distance de séparation équivaut à la distance d'immersion).

En conclusion, on trouve $\gamma_s = 144,6 \text{ mJm}^{-2}$. D'autre part, en examinant ce coefficient, on se rend compte que la force de capillarité apporte la contribution la plus importante dans l'énergie d'adhésion. Celle-ci ne peut-être dominée par les forces de Van Der Waals qu'à condition de caractériser les structures dans un environnement sec. Dans ce cas, la hauteur d'immersion associée au ménisque aqueux est fortement réduite. De plus, la constante de Hamaker caractéristique du problème augmente, du fait de l'absence d'un milieu fortement polaire (l'eau) entre le polysilicium structural et la couche de nitrure.

IV.3.4 Détermination de la longueur critique de décollement du SDA :

L'objet de ce paragraphe consiste à déterminer la longueur critique de décollement s^* , si elle existe, en fonction du paramètre a modélisant la largeur des SDA. Cette longueur est obtenue à l'équilibre énergétique entre les forces d'adhésion et les forces de rappel. Le faisceau de courbes des graphiques la Figure IV-11 illustre l'énergie totale des poutres structurelles des SDA pour différentes valeurs du côté a .

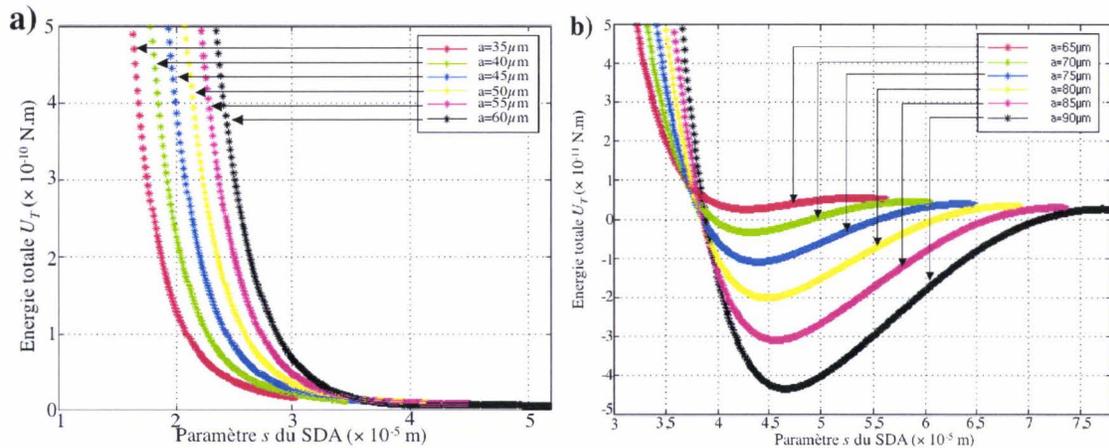


Figure IV-11 : Courbes de l'énergie totale tracées en fonction de la longueur s , pour différentes valeurs du côté a : a) a est compris entre $35 \mu\text{m}$ et $60 \mu\text{m}$; b) a est compris entre $65 \mu\text{m}$ et $90 \mu\text{m}$.

En analysant les graphiques ci-dessus, on constate que les courbes de la Figure IV-11 b, pour lesquelles les valeurs du paramètre a sont comprises entre $65 \mu\text{m}$ et $90 \mu\text{m}$, possèdent un équilibre énergétique, défini pour $s = s^* < L$. Bien que moins apparent sur la Figure IV-11 a, il en est de même lorsque le côté a équivaut à $60 \mu\text{m}$. Inversement, aucun équilibre énergétique n'est démontré pour $a < 60 \mu\text{m}$ (et donc aucune valeur de s^* associée). Comme il a été énoncé auparavant, l'existence d'un équilibre atteste du collage de la plaque structurelle du SDA sur le substrat. En conséquence, on ne peut espérer avoir une stiction des SDA, que lorsque leur longueur excède $52 \mu\text{m}$.

Ce faisant, la Figure IV-12 représente la valeur de s^* associée au dimensionnement correspondant du SDA, lorsque a est compris entre 60 et $90 \mu\text{m}$. On constate que l'évolution de la longueur s^* est moins rapide que celle de la longueur L associée. On rappelle que L coïncide avec la hauteur du triangle équilatéral formant la plaque du SDA. Globalement, la

proportion de surface du triangle participant à l'adhésion au substrat augmente à mesure que L croît. En effet, en augmentant les dimensions transverses des actionneurs, on favorise d'autant plus les forces de contact par rapport aux forces de rappel.

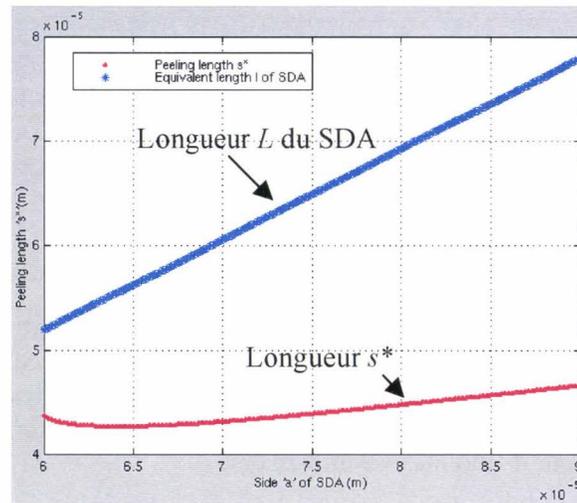


Figure IV-12 : La courbe tracée en rouge représente la longueur de décollement s^* du SDA en fonction du côté a du triangle équilatéral; la courbe en bleu représente la longueur L correspondante du SDA.

Le Tableau IV-2 résume les valeurs de s^* associées au dimensionnement du SDA satisfaisant la relation $\frac{dU_T}{ds} = 0$.

a (μm)	60	65	70	75	80	85	90
s (μm)	43,7	42,7	43,2	43,9	44,8	45,7	46,6

Tableau IV-2 : Résumé des longueurs de décollement critiques s^* déterminées pour plusieurs largeurs caractéristiques des SDA.

IV.3.5 Déclenchement du verrouillage assisté par la stiction en fonction de la compression axiale induite dans les poutres de jonction :

On suppose que la largeur équivalente des SDA est supérieure à $60 \mu\text{m}$, signifiant le collage d'une partie de leur plaque structurelle. Pour déterminer l'efficacité du mécanisme de verrouillage, il suffit de vérifier en fonction de la force compressive axiale P que la flèche maximale des poutres de jonction est supérieure à la hauteur du *bushing* h .

On considère un SDA dont la largeur a est de $75 \mu\text{m}$. Cette valeur est choisie pour rendre compte du dimensionnement des structures testées et donne lieu à une longueur critique de décollement $s^* = 43,9 \mu\text{m}$. En se référant à l'algorithme de la Figure IV-10, et aux dimensions caractéristiques consignées dans le Tableau IV-1, on peut calculer l'angle de torsion $\theta_{torsion}$ dans les bras de suspension, induit par la déflexion des SDA collés au substrat. On obtient pour les valeurs présentes $\theta_{torsion} = 0,21$ rad. Ensuite, on détermine L_1 de sorte que la pente θ_A de la déformée des poutres de jonction à l'extrémité coïncidant avec les bras de

suspension, soit égale à l'angle de torsion $\theta_{torsion}$. En fonction de cette valeur de L_1 , on détermine ensuite la flèche maximale y_{max} des poutres de jonction. Selon la valeur de y_{max} , la déflexion des poutres de jonction sera suffisante pour achever l'opération de verrouillage. D'autre part, comme un modèle de chargement transverse symétrique a été employé pour le comportement mécanique des poutres de suspension, il est nécessaire que $L_1 < L_j/2$ (on rappelle que L_j désigne la longueur des poutres de jonction, en l'occurrence $L_j = 80 \mu\text{m}$). Finalement, on admet que l'intensité Q du chargement transverse s'écrive :

$$Q = \left(\frac{2\gamma_l}{D} + \frac{A_{132}}{6\pi D^3} \right) \times w, \quad \text{Équation IV-36}$$

avec w la largeur des poutres de jonction (ici $w = 8 \mu\text{m}$), D la distance intersurfacique pour le segment [CD] (cf. Figure IV-9).

Dans l'hypothèse où les poutres de jonction sont effectivement collées à la couche de nitrure, on supposera que D correspond à la hauteur d'immersion relative au ménisque liant les deux couches : *i.e.* $D = d_{cap} = 3,2 \text{ nm}$ à 20°C pour un pourcentage d'hygrométrie de 50%.

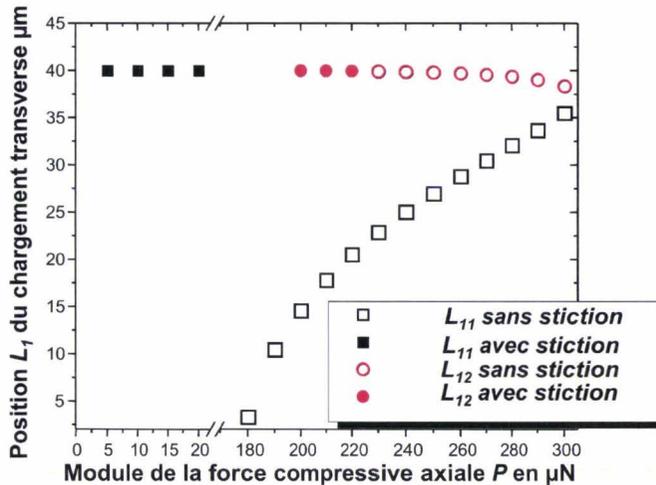


Figure IV-13 : Illustration de la distance L_1 avec ou sans stiction associée des poutres de jonction.

La résolution de l'équation $\theta_A(L_1) = \theta_{torsion}$, en fonction de la valeur de la compression axiale P , aboutit à une racine simple L_{11} , deux racines possibles L_{11} et L_{12} (telles que $L_{12} > L_{11}$), ou aucune solution. Les courbes de la Figure IV-13 illustrent cette tendance, ainsi que la réussite ou non de l'opération de verrouillage assistée par la stiction. Lorsque P est compris entre $30 \mu\text{N}$ et $170 \mu\text{N}$, aucune solution n'est admise (rappelons que le critère est défini par $L_1 < L_j/2$). D'autre part, pour P supérieur à $200 \mu\text{N}$ deux solutions sont déterminées. Il en ressort, qu'à chaque racine simple L_{11} calculée lorsque $5 \mu\text{N} \leq P \leq 20 \mu\text{N}$, la flèche maximale équivalente est supérieure à la hauteur du *bushing*, signifiant la réussite du verrouillage de la structure. Lorsque $200 \mu\text{N} \leq P \leq 220 \mu\text{N}$, seule l'une des deux racines ne permet l'adhésion des poutres de jonction : dans ce cas, il s'agit de la seconde solution L_{12} . Enfin, le reste du temps, la déflexion maximale n'est pas suffisante pour déclencher la stiction. Il est à noter que les racines de L_1 pour lesquelles la stiction a lieu sont très proches

de $L_j/2$, signifiant que la zone de collage correspond à une petite surface localisée au centre des poutres de jonction.

Préalablement, des simulations par éléments finis, à l'aide d'ANSYSTM, ont été menées afin d'évaluer la charge critique d'Euler, pour des barres prismatiques de section rectangulaire articulées (liaisons pivot) afin d'analyser l'incidence des charges compressives axiales. Pour des dimensions identiques à celles des poutres de suspension et un matériau structural en polysilicium, une charge critique d'Euler P_{cr} de 21,2 μN est déterminée. Ainsi, pour une charge compressive axiale supérieure à P_{cr} , la poutre entre dans un régime de flambage. Les conditions aux limites relatives à ce problème sont très proches de la modélisation des poutres de jonction. On peut supposer que l'instabilité élastique des poutres de jonction apparaisse également pour des forces compressives axiales proches de 20 μN . Une étude complémentaire doit être conduite afin d'analyser plus précisément l'incidence de cette instabilité dans le verrouillage assisté par la stiction (pour les solutions valides de L_{12}).

IV.4 Résultats expérimentaux

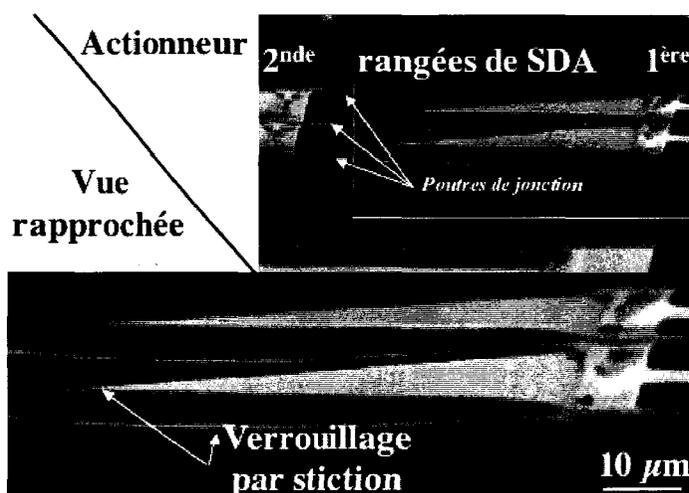


Figure IV-14 : À pression atmosphérique contrôlée, à 20°C, le mécanisme de fixation par stiction est engagé, comme l'atteste le collage des SDA à leur extrémité libérée, et la partie centrale des poutres de jonction adhérant au substrat.

Une validation expérimentale du modèle mécanique présenté ci-dessus, a été menée à l'air libre à 20°C, et à pression atmosphérique, sur des structures en polysilicium de dimensions identiques à celles indiquées dans le Tableau IV-1, et des SDA de 75 μm de largeur. Une fois l'opération d'auto-assemblage tridimensionnelle achevée, la stiction apparaît de façon évidente entre la première rangée de SDA (juste après les poutres flambées soulevant le plateau) et le substrat (Si_3N_4) comme indiqué sur la Figure IV-14, ainsi qu'entre les poutres de jonction entre SDA et le substrat. Ces observations sont en accord avec les résultats de simulation exposés dans le paragraphe précédent. D'autre part, ces tests ont été menés sur plusieurs dispositifs et à différents moments, et ont permis de démontrer la reproductibilité des résultats, ainsi que la tenue dans le temps du phénomène de stiction. Une longueur critique de décollement s^* de 47 μm environ a été mesurée pour les SDA fabriqués, soit une erreur de 7 % par rapport au modèle théorique, = 43,9 μm . Enfin, une longueur de collage L_1 de 38 μm a été établie pour les poutres de jonction, signifiant une charge compressive axiale

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes :
Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

de l'ordre de 290 μN (valeur supérieure à la charge critique d'Euler des poutres de suspension en flambement).

V Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décliné l'incidence des forces intersurfaciques selon deux angles distincts, et pour deux applications différentes.

Dans un premier temps, il a été question de s'affranchir de la stiction dans une application dédiée au filtrage nano-électromécanique, et employant l'extrémité d'une nanopointe de silicium comme partie vibrante. En effet, dans le dispositif final, la largeur de l'entrefer, séparant l'apex de la pointe des électrodes latérales, est inférieure à 50 nm. Par conséquent, il est indispensable d'étudier les forces d'adhésion qui peuvent survenir à l'extrémité de la pointe, et compromettre la fabrication du filtre ou éventuellement altérer le fonctionnement de ce dernier. Aussi, l'approche qui a été proposée dans cette étude a consisté à utiliser le microscope AFM en mode contact pour mesurer l'amplitude des forces d'adhésion survenant entre l'apex d'une nanopointe de silicium et la sonde AFM, pour différentes localisations du contact sur cette dernière. Les forces de capillarité et de Van der Waals ont été prises en compte afin de confronter les mesures expérimentales avec un modèle théorique. Il s'avère que ce modèle est en adéquation avec les valeurs mesurées pour une géométrie de contact de type sphère-sphère. Une force d'adhésion maximale de 464 nN a été mesurée lors de ces expériences. Cette étude s'est conclue par une méthode de conception permettant le dimensionnement de la couche sacrificielle du filtre nano-électromécanique. Ainsi, en fonction de la fréquence centrale du filtre, on détermine la largeur minimale de l'entrefer qui permet d'éviter le collage irréversible de la partie mobile sur l'une des électrodes latérales à la fin du procédé de fabrication (gravure chimique de la couche sacrificielle). D'autres expériences doivent être menées sur des nanopointes métallisées d'une part, et dans un environnement sec d'autre part. En effet, dans la perspective du filtre nano-électromécanique, les nanopointes vibrantes sont recouvertes d'une fine couche d'or et le dispositif doit fonctionner dans un niveau de vide inférieur à 10^{-3} Torr (afin de réduire les échanges d'énergie avec l'environnement et éliminer notamment l'amortissement de l'air ambiant).

Dans la seconde partie de ce chapitre, un modèle analytique de mécanisme de verrouillage contrôlé par le phénomène indésirable qu'est *a priori* la stiction a été démontré. Ce modèle fut appliqué dans le cadre d'une technique d'auto-assemblage tridimensionnelle de structures en forme de plateaux, pour des applications ayant trait à l'optique adaptative. La position d'équilibre du plateau rotatif est fixée grâce au collage permanent sur le substrat, des actionneurs SDA ayant permis l'élévation de la structure, ainsi que des poutres de jonction entre SDA. Cette technique constitue une alternative séduisante aux verrous mécaniques. Dans le même temps, il s'agit de l'une des premières études utilisant intentionnellement la stiction comme élément positif. Afin d'examiner plus précisément le rôle des forces de Van der Waals, il serait utile de caractériser les dispositifs dans un environnement sec. Une seconde étude permettant de valider ce concept serait d'étendre ce type d'expériences sur d'autres dimensions d'actionneurs.

VI Références bibliographiques.

- [Agache +01 a)] V. Agache, E. Quévy, D. Collard, L. Buchailot,
Stiction-controlled locking system for three-dimensional self assembled microstructures: Theory and experimental validation,
Appl. Phys. Lett., **79**, No. 23, pp. 3869-3871, 2001.
- [Agache +01 b)] V. Agache, L. Buchailot, E. Quévy, and D. Collard,
Stiction-controlled locking system for three-dimensional self-assembled microstructures: theory and experimental validation,
Proc. of the SPIE Design, Test, Integration, and Packaging of MEMS/MOEMS Conference, DTIP 2001, pp. 344-359, Cannes, France, April 25-27, 2001.
- [Akiyama 93] T. Akiyama, and K. Shono,
Controlled stepwise motion in polysilicon microstructures,
J. Microelectromech. Sys, **2**, No. 3, pp.106-110, 1993.
- [Akiyama 97] T. Akiyama, D. Collard, and H. Fujita,
Scratch drive actuator with mechanical links for self-assembly of three-dimensional MEMS,
J. Microelectromech. Sys, **6**, No. 1, pp 10-17, 1997.
- [Avouris 97] P. Avouris, T. Hertel, and R. Martel
Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication
Appl. Phys. Lett. Vol. **71**, No. 2, pp. 285-287, July 1997
- [Bingelli 94] M. Bingelli, and C. M. Mate,
Influence of capillary condensation of water on nanotribology studied by force microscopy,
Appl. Phys. Lett., **65**, No. 4, pp. 415-417 1994.
- [Binnig 1982] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel,
Surface studies by scanning tunneling microscopy,
Phys. Rev. Lett., Vol. **49**, No. 1, pp. 57-61, 1982.
- [Binnig 99] G. Binnig, M. Despont, U. Drechsler, W. Haiberle, M. Lutwyche, P. Vettiger, H. J. Mamin, B. W. Chui, and T. W. Kenny,
Ultra High-Density AFM Data Storage with Erase Capability,
Appl. Phys. Lett. Vol. **74**, pp. 1329 –1331, 1999.
- [Boer 97 a)] M. P. de Boer, M. R. Tabbara, M. T. Dugger, P. J. Clewsand, and T. A. Michalske,
Measuring and modeling electrostatic adhesion in micromachines,
Proc. International Conf. on Solid-State Sensors & Actuators (Transducers' 97), pp. 229-232, Chicago, 1997.
- [Boer 97 b)] M. P. de Boer, and T. A. Michalske,
Improved autoadhesion measurement method for micromachined polysilicon beams,
Mater. Res. Soc. Proc., **444**, pp. 87-92, 1997.
- [Boer 99] M. P. de Boer, and T. A. Michalske,
Accurate method for determining adhesion of cantilever beams,
J. Appl. Phys., **86**, 2, pp. 817-827, 1999.
- [Buchailot +00] L. Buchailot, and D. Collard.
Filtre nano-électromécanique,
Patent B 13594 PV, Juin 2000.
- [Buks +01] E. Buks and M. L. Roukes,
Stiction, adhesion energy, and the Casimir effect in micromechanical systems,
Phys. Rev. B. **63** (3), art. No. 033402- January 15 2001.

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

- [Buks +02] E. Buks and M. L. Roukes,
Quantum physics: Casimir force changes sign,
Nature 419 (6903): pp. 119-120, September 12 2002.
- [Burnham 93] N. A. Burnham, and R. J. Colton,
“*Force Microscopy*”, chapter 7 pp. 191-249 in “*Scanning Tunneling, Microscopy and spectroscopy: Theory, Techniques and applications*”,
D. A. Bonnell (ed.), VCH Publishers, New York, 1993.
- [Capella 99] B. Capella, and G. Dietler,
Force-distance curves by atomic force microscopy,
Surf. Sci. Rep., **34**, Nos. 1-3, pp. 1-104, 1999.
- [Chan +01] H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, and Federico Capasso
Nonlinear Micromechanical Casimir Oscillator
Phys. Rev. Lett. **87**, 211801, 2001.
- [Cuenot +03] S. Cuenot, C. Fréty, S. Demoustier-Champagne, and B. Nysten
Measurement of elastic modulus of nanotubes by resonant contact atomic force microscopy,
J. Appl. Phys. **93**, No. 9, pp. 2650-2655, May 2003.
- [Derjaguin 75] B. V. Derjaguin, V. M. Muller, Y. P. Toporov,
Effect of contact deformations on the adhesion of particles,
J. Colloidal and interface science, vol. **53**, No. 2, pp. 314-326.
- [DI Inc]. Nanoscope III, Digital Instruments Inc., Santa Barbara, CA 93117.
- [Dubourg +00] F. Dubourg, and J.P. Aimé
Role of the adhesion between a nanotip and a soft material in tapping mode AFM,
Surface Science 466, pp. 137-143, 2000
- [Emig +03] T. Emig, A. Hanke, R. Golestanian, and Mehran Kardar,
Normal and lateral Casimir forces between deformed plates
Phys. Rev. A **67**, 022114 (2003).
- [Fan 97] L. Fan, M. C. Wu, K. D. Choquette, and M. H. Crawford,
Self-assembled microactuated XYZ stage for optical scanning and alignment,
Proc. International Conf. on Solid-State Sensors & Actuators (Transducers' 97), pp. 85-88, Chicago, 1997.
- [Fukuta 97] Y. Fukuta, D. Collard, T. Akiyama, E. H. Yang, H. Fujita,
Microactuated self-assembling of 3D polysilicon structures with reshaping technology,
Proc. IEEE International Conf. on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS '97), pp. 477-481, Nagoya, 1997.
- [Géradin 93] M. Géradin, and D. Rixen,
THEORIE DES VIBRATIONS: Application à la dynamique des structures,
MASSON, Paris, 1993.
- [Gogoi 95] B. Gogoi, and C. H. Mastrangelo,
Adhesion release and yield enhancement of microstructures using pulsed Lorentz forces,
J. Microelectromech. Sys., **4**, No. 4, pp. 185-192, 1995.
- [Grigg 92] D. A. Grigg, P. E. Russell, and J. E. Griffith,
Tip-sample forces in scanning probe microscopy in air and vacuum,
J. Vac. Sci. Technol. A, **10**, No.4, pp.680-6830 (1992).
- [Huq 95] S. E. Huq, L. Chen, and P. D. Prewett,
Fabrication of sub-10nm silicon tips: A new approach,
J. Vac. Sci. Technol. B, **13**, No.6, pp.2718-2721 (1995).

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

- [Huq 98] S. E. Huq, G.H. Grayer, S.W. Moon, and P. D. Prewett,
Fabrication and characterisation of ultra sharp silicon field emitters,
Mat. Sci. & Technol. Engineering B, **51**, pp.150-153 (1998).
- [Israelachvili 92] J. N. Israelachvili,
Intermolecular and Surface Forces
Academic Press, London, 1992.
- [Johnson 71] K. L. Johnson, K. Kendall, and A. D. Roberts
Surface energy and the contact of elastic solids,
Proc. R. Soc. Lond., vol. A 324, pp. 301-313, 1971
- [Johnson 85] K. L. Johnson,
Contact Mechanics,
C.U.P. Edition, 1985.
- [Johnstone +02] R. W. Johnstone and M. Parameswaran
Theoretical limits on the freestanding length of cantilevers produced by surface micromachining technology
J. Micromech. Microeng. Vol. **12**, pp. 855–861, 2002
- [Kahn 99] H. Kahn, N. Tabeyi, R. Ballarini, R. L. Mullen, and A. H. Heuer,
Fracture and fatigue of polysilicon mems devices,
Proc. Transducers '99, Sendai, Japan, June 7-10, pp. 924-927, 1999.
- [Kenneth +02] O. Kenneth, I. Klich, A. Mann, and M. Revzen,
Repulsive Casimir Forces
Phys. Rev. Lett. **89**, 033001, 2002.
- [Kopp-Marsaudon +00] S. Kopp-Marsaudon, Ph. Leclère, F. Dubourg, R. Lazzaroni, and J.P. Aimé
Quantitative Measurement of the Mechanical Contribution to Tapping-Mode Atomic Force Microscopy Images of Soft Materials,
Langmuir, **16**, pp. 8432-8437, 2000
- [Legrand 99] B. Legrand and D. Stiévenard,
Nanooxidation of silicon with an Atomic Force Microscope : a pulsed voltage technique,
Appl. Phys. Lett. **74**, pp. 4049-4051, 1999.
- [Legrand +00] B. Legrand,
Elaboration et caractérisation physique par microscopies à champ proche de nanostructures semi-conductrices,
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, septembre 2000.
- [Lifshitz 56] E. Lifshitz,
The theory of molecular attractive forces between solids,
Soviet Physics, vol. **2**, pp. 73-83, 1956.
- [Lin 97] L. Y. Lin, J. L. Shen, S. S. Lee, G. D. Su, and M. C. Wu,
Microactuated micro-xyz stages for free-space micro-optical bench,
Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems (MEMS '97), pp. 43-48, Nagoya, 1997.
- [Maboudian 97] R. Maboudian, and R. T. Howe,
Critical review: Adhesion in surface micromechanical structures,
J. Vac. Sci. Technolgy **B15**, No.1, pp. 1-20, Jan/Feb 1997.
- [McIntyre 97] D. G. McIntyre, S. J. Cunningham, J. S. Carper, P. D. Jaramillo, S. Tatic-Lucic, and L. E. Starr,
Characterization of the influence of fabrication methods on microstructure failure,
Sensors and Actuators, vol. A **60**, pp. 181–185, 1997.
- [Madou +02] M. J. Madou
Fundamentals of MICROFABRICATION : The Science of Miniaturization, Second Edition
CRC PRESS New York, 2002.

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

- [Mastrangelo 92] C.H. Mastrangelo and C.H. Hsu,
A simple experimental technique for the measurement of the work of adhesion of microstructures,
Proc. IEEE Solid-State Sensor & Actuator Workshop (Hilton Head), pp. 208-212, 1992.
- [Mastrangelo 93 a)] C. H. Mastrangelo, and C. H. Hsu,
Mechanical stability and adhesion of microstructures under capillary forces-part I: basic theory,
J. Microelectromech. Sys., **2**, No. 1, pp. 33-43, 1993.
- [Mastrangelo 93 b)] C. H. Mastrangelo, and C. H. Hsu,
Mechanical stability and adhesion of microstructures under capillary forces-part II: experiments,
J. Microelectromech. Sys., **2**, No. 1, pp. 44-55, 1993.
- [Mastrangelo 97] C. H. Mastrangelo,
Adhesion-related failure mechanisms in Micromechanical devices,
Trib. Letters, **3**, pp. 223-238, 1997.
- [Mastrangelo 98] C. H. Mastrangelo,
Surface force induced failures in microelectromechanical systems,
in Tribology Issues and Opportunities in MEMS, B. Bhushan, ed., pp. 367-395, Kluwer Academic, 1998.
- [Mizes 91] H. A. Mizes, K. G. Loh, R. J. D. Miller, S. K. Ahuja, E. F. Grabowski,
Submicron probe of polymer adhesion with atomic force microscopy: dependence on topography and material inhomogeneities.
Appl. Phys. Lett., **59**, (22), pp. 2901-2903, 1991.
- [Montelius 94] L. Montelius, J. O. Tegenfeldt, and P. van Heeren,
Direct observation of the atomic force microscopy tip using inverse atomic force microscopy imaging,
J. Vac. Sci. Technol. B, **12**, No.3, pp. 2222-2226 (1994).
- [Nguyen 98] C. T.-C. Nguyen, L. P. B. Katehi and G. M. Rebeiz,
Micromachined devices for wirell communications,
Proc. IEEE, **86**, pp. 1756-1768 (1998).
- [Nguyen 99] C. T.-C. Nguyen, and R. T. Howe,
An integrated CMOS Micromechanical Resonator High-Q Oscillator,
IEEE J. Solid-State Circuits, **34**, No. 4, pp. 440-455 (1999).
- [Pruessner +03] M. W. Pruessner, T. T. King, D. P. Kelly, R. Grover, L. C. Calhoun, and R. Ghodssi,
Mechanical property measurement of InP-based MEMS for optical communications,
Sensors and Actuators A 105, pp. 190-200, 2003
- [Quévy +02] E. Quévy,
Élaboration et caractérisation de technologies microsystèmes avancées : structures d'actionnement tridimensionnelles et résonateurs électromécaniques à entrefer latéral nanométrique,
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, décembre 2002.
- [Quévy +01] E. Quévy, L. Buchailot, D. Collard
Realization and Actuation of a continous membrane by an array of 3D self-assembled micro-mirrors for adaptive optics,
Proc. IEEE Micro Electro Mechanical Systems, pp. 1145- 1148, 2001.
- [Quévy +00] E. Quévy, L. Buchailot, P. Bigotte, and D. Collard,
3D self-assembling and actuation of electrostatic micro-mirrors,
Proc. of the 30th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC 2000), pp. 412-415, Cork (Ireland), 2000.
- [Ramsier +01] R. D. Ramsier, R. M. Ralich, and S. F. Lyuksyutov,
Nanolithography of silicon: An approach for investigating tip-surface interactions during writing,
Appl. Phys. Letters, Vol. **79**, No. 17, pp. 2820-2822, October 2001

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

- [Rollot +00 a)] Y. Rollot,
Micro-manipulations par adhésion: Modélisations dynamiques et expérimentations,
Manuscrit de thèse, Université Pierre et Marie Curie, Janvier 2000.
- [Rollot +00 b)] Y. Rollot, S. Régnier, S. Haliyo, L. Buchaillot, J. C. Guinot, and P. Bidaud,
Experiments on micromanipulation using adhesion forces in unconstrained environment,
Proc. of the 2000 IEEE/RSJ International Conf. On Intelligent Robots and Systems, Vol. **1/3**, pp. 653-658, 2000.
- [Senturia +01] S. D. Senturia,
MICROSYSTEM DESIGN,
Kluwer academic publishers, Boston, 2001.
- [Sitti +00] M. Sitti, and H. Hashimoto,
Controlled Pushing of Nanoparticles: Modeling and Experiments,
IEEE/ASME Trans. On Mechatronics, Vol. **5**, No. 2, pp. 199-211, June 2000.
- [Srikar +02] V. T. Srikar and Stephen D. Senturia,
The Reliability of Microelectromechanical Systems (MEMS) in Shock Environments,
J. Of Microelectromechanical Systems, Vol. **11**, No. 3, pp.206-214, June 2002
- [Sundararajan +02] S. Sundararajan, and B. Bhushan,
Development of AFM-based techniques to measure mechanical properties of nanoscale structures,
Sensors and Actuators A, **101**, pp. 338-351, 2002.
- [Sze 88] S.M. Sze,
VLSI Technology : 2nd Edition,
McGraw-Hill, 1988.
- [Thundat 93 a)] T. Thundat, X-Y. Zheng, G. Y. Chen, S. L. Sharp, R. J. Warmack, and L.J. Schowalter,
Characterization of atomic force microscope tips adhesion force measurements,
Appl. Phys. Lett., **63**, No. 15, pp. 2150-2152 (1993).
- [Thundat 93 b)] T. Thundat, X-Y. Zheng, G. Y. Chen, and R. J. Warmack,
Role of relative humidity in atomic force microscopy imaging,
Surf. Sci. Lett., 294, (1-2), pp. L939-43 (1993).
- [Timoshenko 76] S. Timoshenko,
Strength of materials,
Vol. 1 and 2, 1976.
- [Torii 94] A. Torii, M. Sasaki, K. Hane, and S. Okuma,
Adhesive force distribution on microstructures investigated by an atomic force microscope,
Sensors and Actuators A, **44**, pp. 153-158, 1994.
- [Vettiger 99] P. Vettiger, J. Brugger, M. Despont, U. Drechsler, U.Dürig, W. Häberle, M. Lutwyche, H. Rothuizen, R. Stutz, R. Widmer, and G. Binnig,
Ultrahigh Density, High-Data-Rate NEMS-Based AFM Data Storage System,
J. Microelectron. Eng. **46**, pp. 11-17, 1999.
- [Wang 99] K. Wang, and C. T.-C. Nguyen,
High-Order Medium Frequency Micromechanical Electronic Filters,
IEEE J. Microelectromech. Sys., **8**, No. 4, pp. 534-557 (1999).
- [Wang +00] K. Wang, A-C Wong, and C. T.-C. Nguyen,
VHF Free-Free Beam High-Q Micromechanical Resonators,
IEEE J. Microelectromech. Sys., **9**, No. 3, pp. 347-360 (2000).
- [Weisenhorn 89] A. L. Weisenhorn, P.K. Hansma, T. R. Albrecht, and C. F. Quate
Forces in atomic force microscopy in air and water,
Appl. Phys. Lett., **54**, No. 26, pp. 2651-2653 (1989).

Chapitre 3 – Étude des phénomènes de collage dans les micro et nanosystèmes : Mécanisme de défaillance, ou alternative aux verrous mécaniques.

[Weisenhorn 92] A.L. Weisenhorn, P. Maivald, H.-J. Butt, P.K. Hansma,
Measuring adhesion, attraction, and repulsion between surfaces in liquids with an atomic-force microscope,
Phys. Rev. B, **45**, No. 19, pp.11226-11232, 1992.

[Yamanaka 97] K. Yamanaka, and S. Nakano,
Quantitative elasticity evaluation by contact resonance in an atomic force microscope,
Appl. Phys. A **66**, pp. 313-317, 1998.

[Yee 93] Y. Yee, M. Park, and K. Chun,
A sticking model of suspended polysilicon microstructure including residual stress gradient and postrelease temperature,
J. Microelectromech. Sys., 7, No. 3, pp. 339-344, 1993.

[Young 89]. Warren C. Young,
ROARK'S Formulas Stress & Strain,
6th Edition, McGraw-Hill International Editions, 1989.

Perspectives

I	Introduction	198
II	Réalisation d'un résonateur mécanique à base de nanotube de carbone suspendu, à transduction magnétostatique.....	199
	II.1 Contexte et motivation.....	199
	II.2 Résonateurs mécaniques à transduction magnétostatique, état de l'art :	200
	II.3 Réalisation de la jonction métal - nanotube suspendu - métal :.....	204
	II.4 Modélisation et calcul de la réponse en fréquence du dispositif de filtrage employant un nanotube vibrant :.....	209
III	Résonateur nano-électromécanique, basé sur une détection tunnel du courant motional, et employant des actionneurs SDA intégrés pour le nano-positionnement des électrodes	214
IV	Nano-préhenseur à surface adaptative	217
	IV.1 Présentation du dispositif.....	217
	IV.2 Procédé de micro-usinage de surface du nano-préhenseur à surface adaptative	218
V	Conclusion.....	225
VI	Références Bibliographiques.....	227

I Introduction

Ce dernier chapitre a pour but de présenter sous la forme de perspectives, certains sujets d'études qui n'étaient pas finalisés au moment de la rédaction du manuscrit.

Les deux premières parties sont consacrées à l'étude et la réalisation de résonateurs mécaniques employant une méthode d'excitation et / ou de détection constituant une alternative au mécanisme de transduction capacitive utilisé notamment pour les résonateurs électromécaniques étudiées dans le premier chapitre de ce document.

La troisième partie du chapitre est dédiée à la réalisation d'un nano-préhenseur à surface adaptative. Le dispositif met en œuvre les techniques d'actionnement électrostatique et la dépendance des forces intersurfaciques à l'égard de la géométrie des surfaces en interaction pour réaliser la saisie d'un objet et sa dépose.

II Réalisation d'un résonateur mécanique à base de nanotube de carbone suspendu, à transduction magnétostatique

L'objet de cette partie est de proposer un prototype de structure résonante mécanique à base de nanotube de carbone suspendu, employant un mode de transduction magnétostatique. Dans un premier temps, le contexte et la motivation à l'origine de cette étude sont rappelés. Les principales réalisations de résonateurs et d'électromètres nanomécaniques basés sur une transduction magnétostatique sont ensuite présentées. Le procédé de fabrication du dispositif proposé, jusqu'au dépôt des nanotubes est ensuite détaillé. Enfin, un modèle théorique est présenté à l'issue de cette partie, permettant la détermination des courbes de réponse en transmission du dispositif.

II.1 Contexte et motivation

Dans le cadre de la thèse, une partie de mon travail fut associée à une action concertée menée en collaboration avec l'équipe de physique mésoscopique dirigée par Hélène Bouchiat, du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) à Orsay. L'idée de départ du projet vise à la caractérisation physique de nanotubes de carbone. Il s'agit en particulier d'explorer leurs propriétés électroniques et électromécaniques à l'aide de mesures de transport en intégrant les nanotubes dans un environnement adaptatif.

Pour ce faire, on réalise tout d'abord une membrane en nitrure de silicium, dans laquelle une ou plusieurs fentes (de 0,2 à 0,7 μm de largeur) sont ouvertes, et sur laquelle on dépose des contacts métalliques de part et d'autre de la ou des fentes. Le matériau constituant des contacts (or, bismuth, ou étain) est choisi pour sa température de fusion modérée [Madou +02]. Mon travail a consisté à réaliser ces micro-dispositifs. Une fois le démonstrateur préparé, le nanotube est ensuite connecté par microsoudure laser entre les deux plots de contact et se trouve suspendu au-dessus de la fente qui a été réalisée dans la membrane.

Antérieurement à ce projet, l'équipe du LPS a démontré l'existence d'une zone de supraconductivité induite dans des nanotubes suspendus, à basse température ($T < 1\text{K}$) dans le cas où les échantillons sont connectés entre des contacts constitués d'un bicouche supraconducteur / métal normal [Kasumov 99]. Dans ce cas, les nanotubes présentent un effet Josephson, c'est à dire qu'on peut appliquer un courant dans le tube sans observer de chute de potentiel à ses bornes. Les courants critiques observés peuvent atteindre le micro-ampère pour un tube unique. Plus récemment, une transition supraconductrice a également été observée pour des faisceaux constitués de plusieurs dizaines de tubes mono-feuillets connectés sur des contacts normaux [Kociak +01]. Cette transition n'est observée que sur des échantillons suffisamment longs (de longueur supérieure au micron), la présence des contacts normaux ayant une action destructrice sur la supraconductivité pour les échantillons courts (effet de proximité inverse).

L'un des principaux enjeux relatifs au projet fait suite à ces précédentes caractérisations. L'idée est d'intégrer une grille permettant de moduler les propriétés électroniques et éventuellement supraconductrices des tubes tout en conservant une géométrie suspendue. Pour ce faire, le ou les nanotubes doivent être déposés au travers d'une double fente. La portion de membrane séparant les deux fentes doit être métallisée en face arrière, et



reste vierge de métal en face avant. Elle constitue la grille du dispositif, par laquelle sont appliqués les stimuli électriques et donc mécaniques (couplage électrostatique), permettant de modifier l'environnement des nanotubes durant leur caractérisation électrique. Cette configuration permettrait de réaliser un nanotransistor supraconducteur électromécanique. Malheureusement dans le temps qui me fut imparti pour réaliser les démonstrateurs, je n'ai pu obtenir de dispositifs employant une double fente. La raison à cela provient d'un surdimensionnement de la couche constitutive des membranes, comme il sera exposé dans la partie relative au procédé de fabrication des membranes trouées.

Les dispositifs à simple fente ont pu, quant à eux, être réalisés. Un autre intérêt de cette configuration (hormis le sujet originel relatif à la caractérisation électrique des nanotubes) est d'étudier leurs propriétés électromécaniques, et de les utiliser comme structures résonantes (pont vibrant). C'est l'application qui nous intéresse plus particulièrement ici. Compte tenu de la disposition des électrodes (situées de part et d'autres de la fente, et solidaires du nanotube), et des nombreux travaux menés dans ce domaine, les forces de Lorentz peuvent être utilisées en effet comme source d'excitation et de détection. Cette transduction magnétostatique requiert un champ magnétique constant, perpendiculaire à l'orientation souhaitée des vibrations.

II.2 Résonateurs mécaniques à transduction magnétostatique, état de l'art

II.2.1 Poutres bi-encastées :

L'un des premiers démonstrateurs des résonateurs nanomécaniques sollicités en flexion et employant les forces de Lorentz (forces magnétostatiques) comme source d'actionnement, fut développé par A.N. Cleland et M.L. Roukes à Caltech [Cleland 96]. Le résonateur consiste en une poutre bi-encastée de silicium monocristallin recouverte d'une couche métallique en or. Cette structure est obtenue grâce à un procédé de fabrication semblable au procédé SCREAM développé initialement par MacDonald [MacDonald 96]. Dans cet exemple, les forces magnétostatiques sont utilisées tant pour l'actionnement, que la détection.

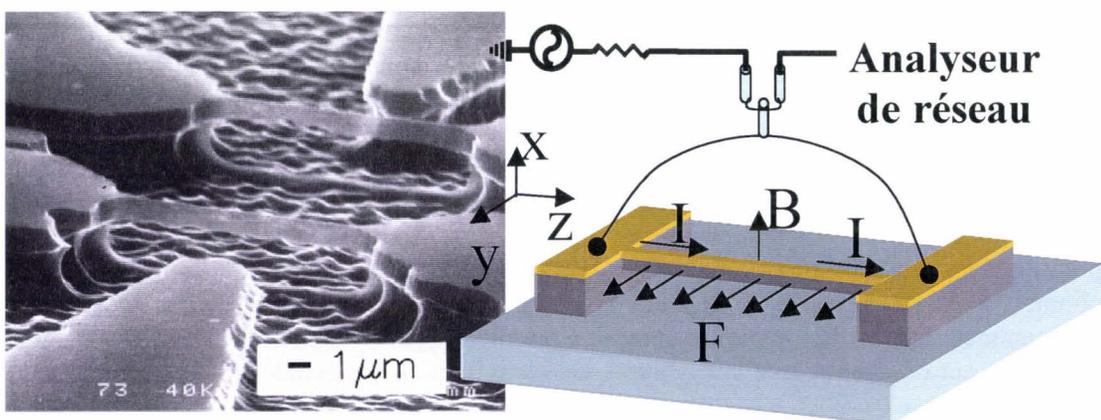


Figure II-1: Photo MEB des poutres bi-encastées en silicium excitées grâce aux forces de Lorentz dans un mode de flexion latérale, et schéma descriptif du principe d'actionnement et de détection [Cleland 96].

L'application d'un courant alternatif (signal d'excitation) circulant dans la couche métallique qui recouvre le résonateur, couplé à un champ magnétique constant, va permettre l'excitation mécanique de la poutre, et la détection de son mouvement. Le circuit électrique est décrit sur la Figure II-1. La poutre est placée dans un champ magnétique B constant, dont l'orientation est perpendiculaire à la surface du substrat, le long de l'axe x . Un courant I circule dans la couche métallique, selon l'axe z . Cet arrangement orthogonal entre la direction du champ magnétique et celle du courant, génère une force de Lorentz dont l'orientation est parallèle au plan du substrat, selon le troisième axe y . D'autre part, l'amplitude de la force varie à la même fréquence que celle du courant appliqué. On considère que le courant appliqué I oscille à la fréquence ω_c , de sorte que $I = I_0 e^{-i\omega_c t}$. La force de Lorentz par unité de longueur f , est obtenue grâce à la partie réelle $f(z) = BI_0 e^{-i\omega_c t}$. Cette force donne naissance à une vibration latérale de la poutre selon l'axe y . Enfin ces déplacements couplés au champ magnétique perpendiculaire, génèrent une force électromotrice induite, ou tension $V(\omega)$, dont la fréquence est identique à celle de la force de Lorentz et du courant qui a été appliqué initialement. Cette tension est ensuite mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau, et permet de retrouver les déplacements induits. Les déplacements et donc l'amplitude $V(\omega)$ sont exaltés à la résonance mécanique de la poutre vibrante. Une fréquence de résonance de 70,7 MHz associée à un facteur de qualité de 20000 dans le vide ont pu être mesurés sur des poutres en silicium de 7,7 μm de longueur, 0,8 μm d'épaisseur, et 0,33 μm de large [Cleland 96].

Basé sur le même schéma de transduction, tant pour l'excitation que la détection, des poutres bi-encastées avec une résonance de 82,585 MHz, associée à un facteur de qualité de 21000 furent caractérisées [Cleland +00]. Dans ce cas, le matériau structural employé est constitué de nitrure d'aluminium (AlN), les poutres font 3,9 μm de long, et 170 nm de large.

Plus récemment encore, une résonance mécanique comprise entre 1,014 et 1,029 GHz fut observée grâce à un actionnement et une détection magnétostatique [Huang +03]. Le facteur de qualité associé à ces mesures est de l'ordre de 500. Dans ce cas, outre la réduction des dimensions (poutres de 1,1 μm de longueur, 120 nm de largeur, et 75 nm d'épaisseur), les auteurs tirèrent parti du module d'élasticité important du composé 3C-SiC comme matériau structural [Yang +01]. L'épitaxie de ce matériau se fait par un dépôt chimique en phase vapeur à pression atmosphérique (dépôt APCVD).

II.2.2 Electromètres nanomécaniques:

Dans la perspective de fabrication des membranes à double fente munies d'une électrode de commande en face arrière, une application possible serait de réaliser un électromètre nanomécanique employant un nanotube de carbone comme résonateur pour la détection mécanique des charges. L'objet de cette partie est la présentation des travaux les plus avancés en matière d'électromètres nanomécaniques à transduction magnétostatique.

La détection mécanique de charges a déjà été mise en évidence en utilisant le microscope à force atomique (AFM) comme outil de mesure, fournissant une sensibilité de l'ordre de $0,03 \text{ eHz}^{-1/2}$ pour des leviers d'environ 100 μm de long associés à une fréquence de résonance mécanique dans la gamme des kHz [Schonenberger 90, Stern 88]. Cette fréquence relativement basse, couplée à l'encombrement du banc d'instrumentation AFM, freine l'intégration de ces outils pour des applications ayant trait à l'électrométrie. Il faut donc se tourner vers des systèmes de détection aux dimensions beaucoup plus petites.

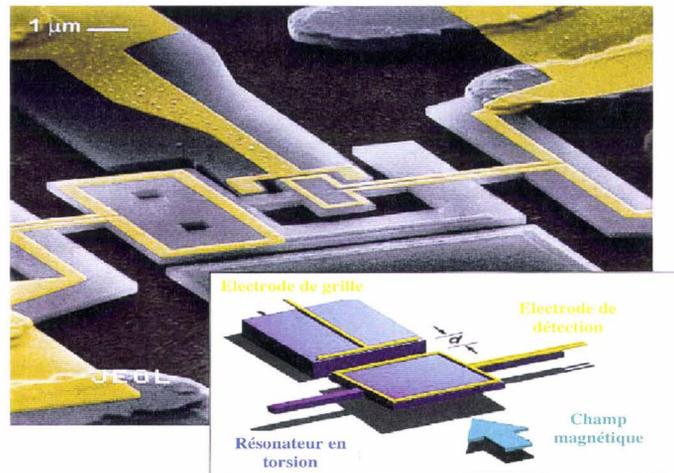


Figure II-2: Photographie MEB et vue schématique du dispositif de détection de charge, basé sur un résonateur excité en mode de torsion [Cleland 98].

L'exemple qui suit est basé sur ce concept d'électromètre mécanique, si ce n'est qu'il met en œuvre une structure résonante de dimensions nanométriques [Cleland 98]. Le dispositif est représenté sur la Figure II-2. Il est constitué de trois parties distinctes : la première partie est l'électrode de commande (ou grille), exerçant une force attractive d'origine électrostatique dès lors qu'une petite quantité de charge est appliquée à son armature; une structure mécanique mobile souple, qui va se défléchir notamment sous l'incidence de cette force ; enfin, une partie dédiée à la détection de mouvement de la partie mobile. En l'occurrence, la partie mobile est un résonateur en torsion, comprenant deux plateaux reliés entre eux par une poutre. On distingue le plateau interne, disposé en vis-à-vis de l'électrode de grille, et le plateau externe beaucoup plus grand qui va entraîner dans sa rotation le second. Le tout est caractérisé par une constante de raideur en torsion κ_0 et le moment en torsion I . La pulsation fondamentale de résonance de la structure est donnée par $\omega_0 = \sqrt{\kappa_0 I} = 2\pi \times 2,61 \text{ Mrad/s}$, avec un facteur de qualité $Q = 6500$.

Le mode d'excitation et de détection du résonateur est basé sur la technique des forces magnétomotrices rappelée précédemment. Ainsi, sur le contour du plateau externe est définie une ligne métallique dans laquelle circule le courant d'excitation RF. De même, le contour du plateau interne est délimité par une ligne métallique, qui va permettre la mesure de la force électromotrice induite. Par ailleurs, l'orientation du champ magnétique est parallèle à la surface du substrat, de sorte à générer en combinaison avec le courant appliqué sur le plateau externe, un couple en torsion le long de l'axe longitudinal du résonateur. La troisième électrode est l'électrode de grille, séparée d'une distance $d = 0,5 \mu\text{m}$ du plateau interne (capacité de couplage de 0.4 fF). Les charges acquises dans la grille vont modifier la réponse mécanique du résonateur. Le principe de détection de charges se résume comme suit : l'armature de la grille possède initialement une quantité de charges q_0 , se traduisant en une force électrostatique $F_0 = q_0^2 / Cd$ à l'équilibre. Une petite variation de charge δq , autour de ce point d'équilibre, va modifier la force F_0 d'une quantité $f = 2\delta q E_0$, où E_0 est le champ électrostatique à l'équilibre. Il s'ensuit une modification de la constante de raideur en torsion qui devient $\kappa_{\text{eff}} = \kappa_0 + g$, où $g = -r\delta q \partial E_0 / \partial \theta$ (θ est l'angle de torsion du plateau, E_0 la composante ortho-radiale du champ, et r les dimensions radiales du plateau). Cette modification de la raideur effective en torsion du résonateur se traduit par un décalage de la fréquence de résonance $\delta\omega/\omega_0 \approx g/2\kappa_0$. Ainsi, la réponse spectrale du résonateur excité à

amplitudes constantes (30 mrad), détectée grâce aux forces électromotrices induites, va nous renseigner sur la modulation des charges accumulées dans la grille de commande. La sensibilité du dispositif est maximale, lorsque la fréquence du signal d'excitation RF coïncide avec la fréquence de résonance mécanique f_0 de la structure. Une sensibilité de $7 \cdot 10^{-4} \text{ eHz}^{-1/2}$ fut démontrée pour une tension de polarisation de la grille de 10 V (l'intensité du champ magnétique est de 8 Tesla, et le dispositif est testé à 4,2 K).

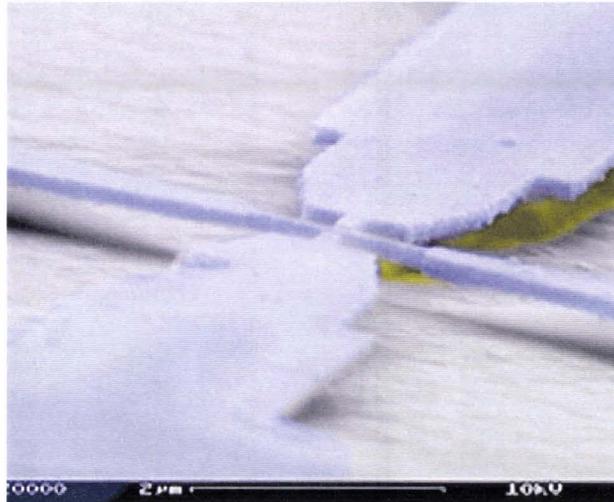


Figure II-3: Photographie MEB du détecteur de charge basé sur une poutre bi-encastrée excitée dans un mode de flexion latérale : largeur de la poutre 80 nm [Blick +00].

À titre de comparaison, on recense un autre exemple d'électromètre nanomécanique basé sur ce principe, employant une poutre en flexion comme partie vibrante [Blick +00]. Celle-ci est excitée à la limite du régime où apparaissent les non-linéarités mécaniques. La fréquence de résonance de la poutre est de 37,26 MHz. L'intensité du champ magnétique est de 12 Tesla. Une sensibilité de $70 \text{ eHz}^{-1/2}$ est obtenue pour une tension de grille de +/- 4 V (toujours à 4,2 K).

II.3 Réalisation de la jonction métal - nanotube suspendu - métal

II.3.1 Technologie de fabrication des membranes percées :

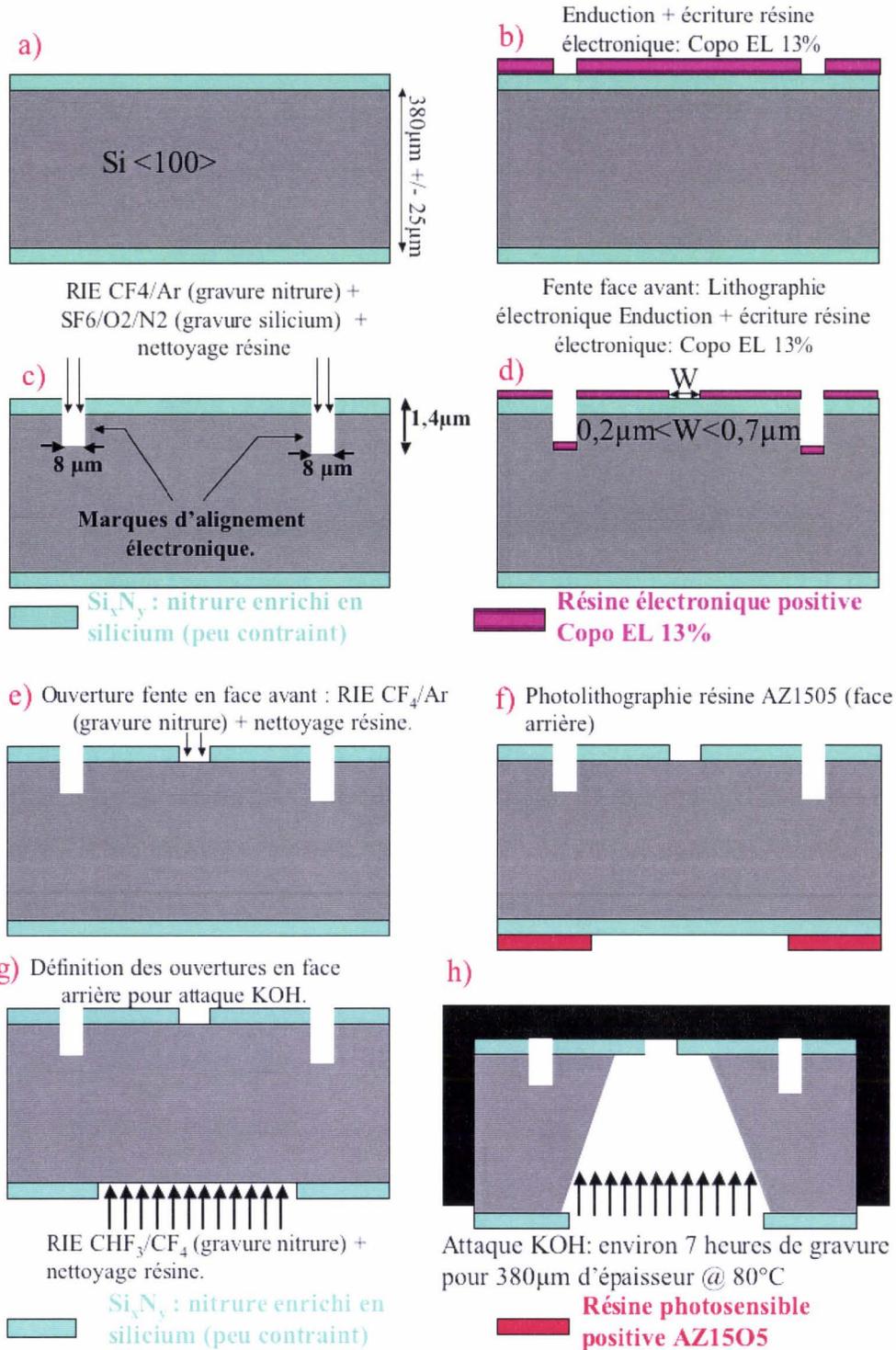


Figure II-4: Enchaînement des étapes technologiques jusqu'à la libération des membranes.

Le substrat de silicium utilisé est orienté (100). Il possède deux faces polies et est dopé n , de résistivité 5-10 Ω .cm. L'épaisseur initiale annoncée par le fabricant est de 380 +/- 25 μ m. Après une première séquence de nettoyage dans un bain Pirhaña et une solution de BE 7 :1, on dépose par voie LPCVD une couche de nitrure enrichi en silicium (Si_xN_y) recouvrant les deux faces de la tranche. Ce dépôt est immédiatement suivi de l'enduction d'une résine électronique positive (copo EL 13 %) sur la face avant de la tranche. Celle-ci est exposée en lithographie électronique (premier niveau) puis développée de sorte à découvrir des carrés de 8 μ m de côté. Ces motifs sont transférés en RIE dans la couche de nitrure et dans le silicium massif jusqu'à gravure complète de la résine (détection de fin d'attaque par interférométrie laser). À ce stade du procédé, des motifs d'alignement électronique sont définis en face avant : il s'agit de trous de 8 μ m de côté et 1,4 μ m de profondeur.

L'étape suivante repose de nouveau sur une lithographie électronique avec un réaligement par rapport aux motifs définis précédemment. Il s'agit de réaliser les tranchées dans la couche de nitrure, correspondant aux fentes dans les membranes qui seront libérées ultérieurement. Pour ce faire, une résine du type copo EL 13% est déposée par centrifugation. Son épaisseur (930 nm) est ajustée de sorte à tenir le temps suffisant pour la gravure suivante du nitrure. Les paramètres d'exposition en lithographie électronique sont fixés afin de garantir une résolution optimale des motifs. Après développement de la résine, les motifs sont transférés en RIE dans la couche de nitrure inférieure. Plusieurs géométries de fentes sont déclinées sur l'ensemble de la tranche (voir Annexe C du manuscrit) : en dentelle, forme ovoïde, rectangulaire... Leur largeur est comprise entre 200 et 700 nm, tandis que leur longueur est fixée à 100 μ m. Les doubles fentes n'ont pu être réalisées compte tenu de la largeur (200 nm) de la portion les séparant et de l'épaisseur de la résine électronique à déposer : en effet le muret de résine masquant la partie intermédiaire retombait sur l'une des deux faces du fait de son rapport d'aspect supérieur à 4. Pour remédier à ce problème, il suffirait d'amincir la couche de nitrure déposée en face avant, afin de réduire l'épaisseur de la résine électronique nécessaire.

Une photolithographie sert à définir les ouvertures en face arrière. Les motifs sont ensuite transférés dans la couche de nitrure, suivi du nettoyage des résidus de résine dans un plasma O_2 . La plaquette est alors immergée dans une solution à base d'hydroxyde de potassium (attaque KOH) thermostatée à 80°C, qui va attaquer préférentiellement le silicium non protégé par le nitrure (gravure anisotrope, avec un angle d'inclinaison de 54,7° pour une orientation (100) [Madou +02]). Pendant toute la durée de l'attaque, la face avant reste protégée grâce à un système de capot circulaire muni d'un joint torique. Cette étape est contrôlée en temps, et prolongée jusqu'à la libération des membranes. Le temps moyen de la gravure est de 7 h 15 min environ : outre l'épaisseur réelle du substrat, cette durée dépend de la concentration en potasse dans la solution, et de la température du bain. Un contrôle régulier au microscope optique permet de déterminer la fin de la gravure.

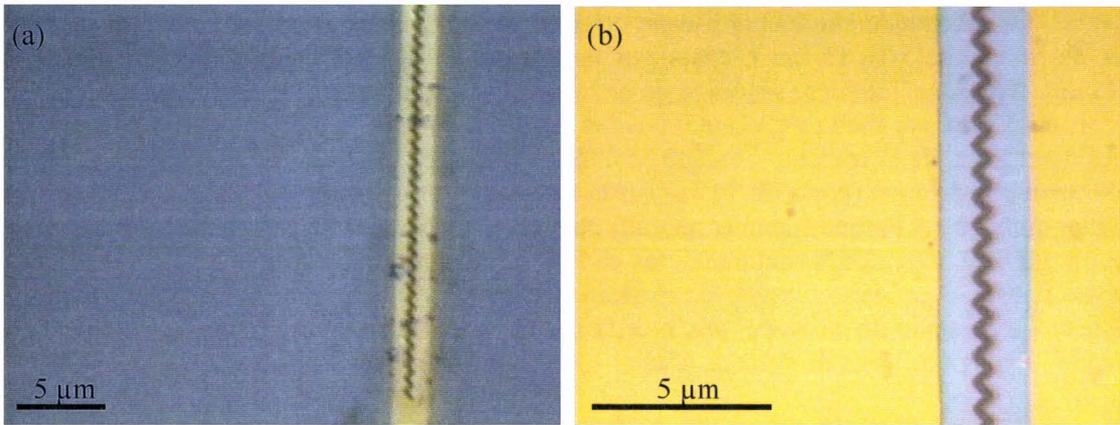


Figure II-5: Photographies au microscope optique d'une membrane trouée (fente en dentelle). (a) face arrière, (b) face avant.

On réalise une évaporation d'une fine couche d'alumine (5 nm) en face avant, dont la fonctionnalité est d'isoler les futurs plots de contact du substrat. Le dépôt par évaporation, plutôt qu'une pulvérisation cathodique, réduit le risque d'obturer les fentes. Après le report de la face arrière de la tranche sur une plaquette enduite d'une résine intermédiaire (collage par recuit sur plaque), on opère l'enduction par centrifugation d'une résine optique positive AZ1518 sur la face avant. Une étape de photolithographie permet de définir et positionner les motifs des électrodes latérales par rapport aux fentes. Le dépôt par évaporation du bicouche platine / or (3 nm et 200 nm) suivi de l'opération de lift-off de la résine AZ1518 finalise la réalisation des électrodes latérales.

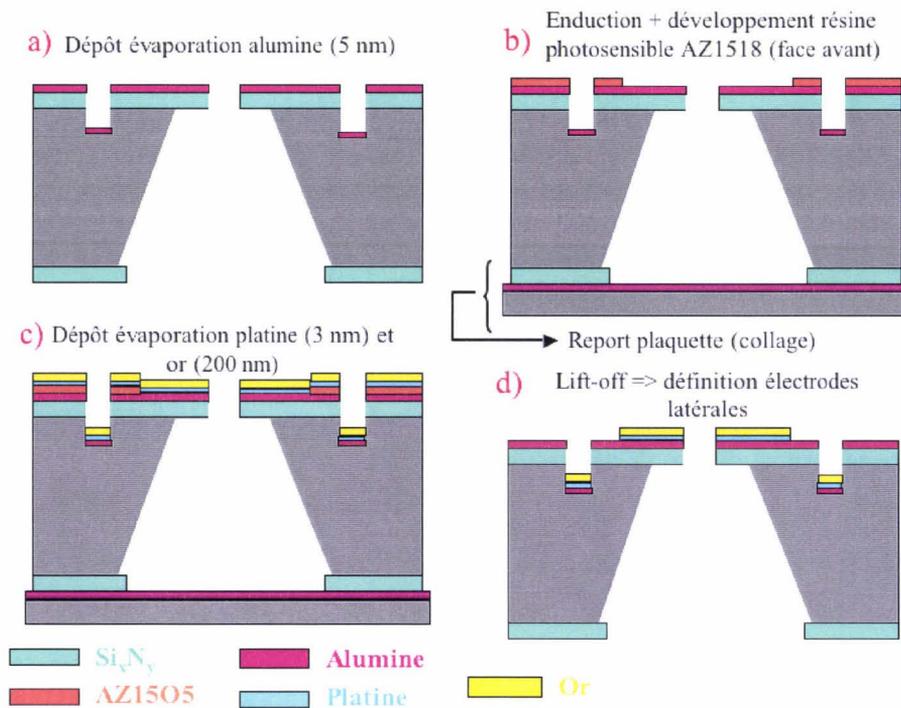


Figure II-6: Schéma détaillant les étapes nécessaires à la réalisation des plots de contact latéraux.

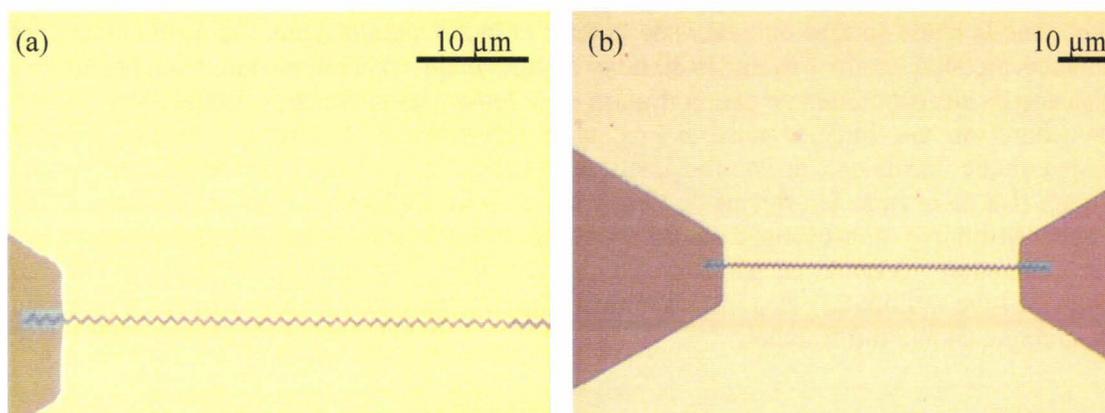


Figure II-7: Photographies au microscope optique en face avant d'un dispositif employant une fente en dentelle : largeur de la membrane = 2 μm , largeur de la fente = 0,5 μm .

À l'issue de ce procédé de fabrication, des électrodes reposant sur des membranes de 2 μm de largeur minimale, percées d'une fente de 0,5 μm de largeur minimale furent réalisées. C'est sur ces échantillons que vont être montés les nanotubes.

Remarque : L'ensemble du procédé est détaillé de façon exhaustive dans l'annexe C du manuscrit.

II.3.2 Nanosoudure laser des nanotubes :

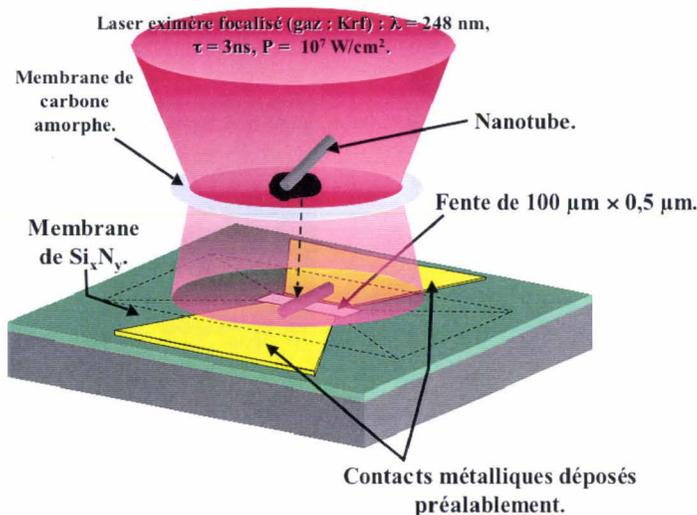


Figure II-8: Illustration du dépôt des nanotubes. Initialement, les nanotubes sont déposés sur une membrane de carbone amorphe. Un pulse laser focalisé va dans un même temps déchirer cette membrane et faire fondre les contacts. On peut ainsi former une jonction métal-nanotube suspendu-métal.

Cette étape a été réalisée à l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) à Orsay. Le nanotube à connecter est disposé initialement sur une grille de microscope électronique et aligné optiquement au-dessus de la fente sur laquelle on désire le déposer. Une impulsion laser UV (laser excimère à $\lambda = 248 \text{ nm}$) [Bosseboeuf 97] focalisée sur le tube déchire la grille,

provoque la chute du tube en travers de la fente et induit simultanément la fusion locale des contacts métalliques aux extrémités du tube: on réalise ainsi une microsoudure du nanotube à chacune de ses extrémités de part et d'autre de la fente. Les paramètres optimisés pour cette procédure sont une durée de pulse de 3 ns, une puissance de 10^7 W/cm^2 (soit environ 2,5% de sa puissance maximale), et une focalisation du laser sur quelques μm^2 (entre 3 et 20). La Figure II-8 schématise le principe de l'expérience. Cette méthode permet une observation de l'échantillon par microscopie électronique en transmission à haute résolution et une caractérisation précise de ses paramètres structuraux (longueur, diamètre, nombre de couches pour un tube multiparois) et de façon ultime une détermination de son hélicité à partir du diagramme de micro-diffraction.

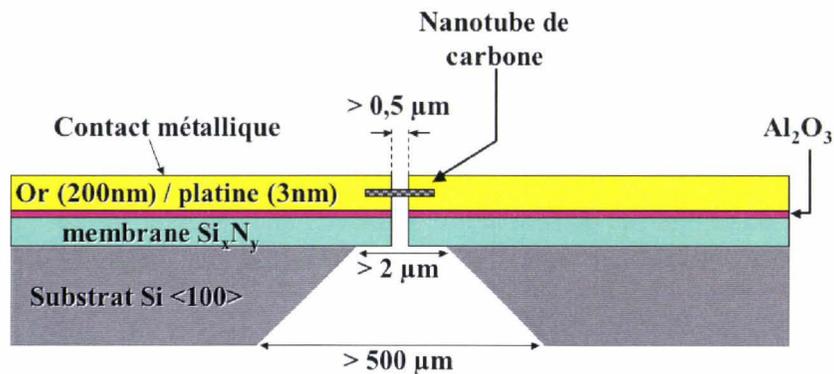


Figure II-9: Coupe schématique d'une jonction métal - nanotube suspendu - métal.

Des images haute-résolution réalisées en microscopie électronique en transmission (TEM) de deux tubes soudés à leurs deux extrémités, sont présentées sur la Figure II-10.

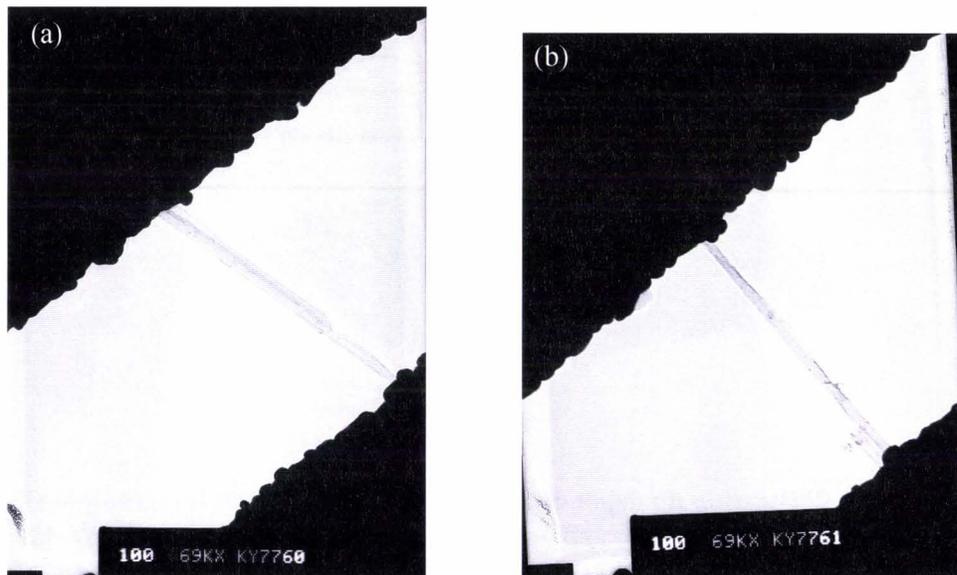


Figure II-10: Photographies TEM réalisées au Laboratoire de Physique des Solides à Orsay, de tubes multi-parois déposés en travers de deux fentes rectangulaires (Largeur des fentes = 580 nm).

II.4 Modélisation et calcul de la réponse en fréquence du dispositif de filtrage employant un nanotube vibrant

Le principe de fonctionnement du dispositif est similaire à celui des poutres vibrantes présentées dans le paragraphe II.2.1 [Cleland 96]. En effet, le nanotube suspendu entre les deux électrodes métalliques latérales (configuration représentée sur la Figure II-11) est plongé dans un champ magnétique B constant dont l'orientation est normale au plan du substrat. Puis un courant $I(\omega)$ est appliqué entre les deux plots, générant en combinaison avec le champ magnétique, une force de Lorentz orientée selon le troisième axe y . Cette force induit une vibration latérale du nanotube qui, couplée au champ magnétique B , donne naissance à une force électromotrice induite $V(\omega)$ directement recueillie aux bornes des plots. Un coupleur directif permet de séparer l'onde incidente (courant $I(\omega)$) de l'onde réfléchie (tension $V(\omega)$). On mesure ainsi la réponse en réflexion du filtre.

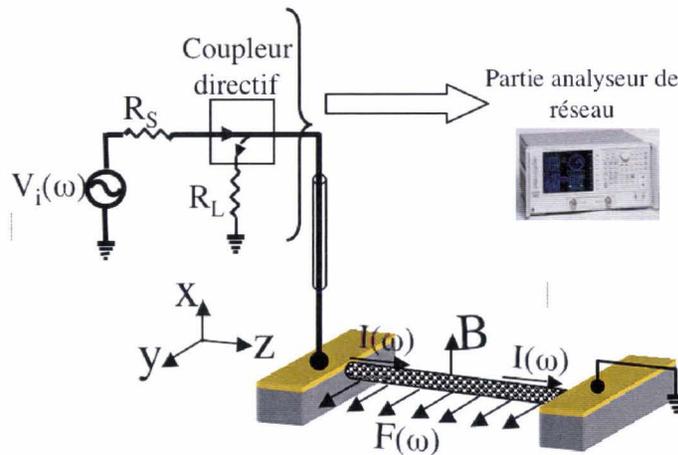


Figure II-11: Schéma détaillant la mesure en réflexion de la réponse en fréquence du filtre : les résistances R_s et R_L représentent respectivement les impédances de sortie et d'entrée présentées par l'analyseur de réseau ($R_s = R_L = 50 \Omega$).

II.4.1 Détermination de la fréquence de résonance des nanotubes en fonction de leurs dimensions :

Dans cette étude, on suppose que la morphologie du nanotube de carbone utilisé comme partie vibrante du dispositif, est de type mono-feuillet. En conséquence, on symbolise celui-ci par une poutre prismatique de section circulaire creuse d'épaisseur e petite devant le rayon externe R . Cette poutre est encastree aux deux extrémités et vibre en flexion latérale (vibrations parallèles au substrat). Dans cette configuration, le moment quadratique I_x par rapport à l'axe vertical est donné par $I_x = \pi R^3 e$, et la surface A de la section des nanotubes dans le plan Oxy équivaut à $A = 2\pi R e$. En conséquence, on peut établir une expression du premier mode f_1 de résonance en flexion de la poutre à partir de l'hypothèse de non-déformation à l'effort tranchant émise par Euler-Bernoulli :

$$f_1 = \frac{15.82}{2\pi} \frac{R}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

Équation II-1

où L désigne la longueur de la poutre, E son module de Young, et ρ sa masse volumique. On constate que l'épaisseur de la couronne n'intervient pas dans cette expression (valable à condition que e soit petit devant R). On considère que $E = 10^{12}$ Pa [Salvetat 99], et $\rho = 1,3 \cdot 10^3$ kg/m³ conformément aux grandeurs mesurées par Reulet et co-auteurs [Reulet 00] lors de la caractérisation des effets acousto-électriques sur des nanotubes de carbone. L correspond directement à la largeur de la fente pratiquée dans la membrane dans le cas où la disposition du nanotube est telle que son axe longitudinal est perpendiculaire aux bords de la fente. On se place dans cette configuration pour établir les résultats et le modèle suivants. La Figure II-12 présente l'évolution de la fréquence de résonance d'un nanotube en fonction de la largeur de la fente pour différents rayons externes.

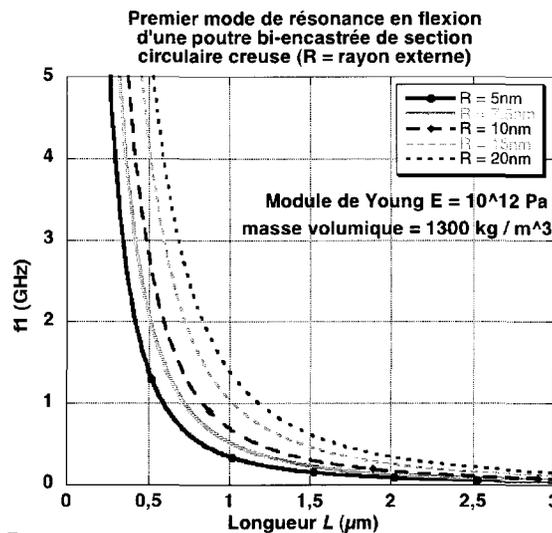


Figure II-12: Courbes de fréquence de résonance en fonction de la longueur L du nanotube de carbone pour différentes valeurs de rayon externe R .

La valeur de la fréquence de résonance découlant de ce modèle est consignée dans le Tableau II-1 pour les 5 valeurs précédemment établies du rayon externe, dans le cas particulier où la longueur du nanotube (largeur de la fente) vaut 580 nm (conformément aux fentes présentées à la Figure II-10).

Rayon externe R	5 nm	7,5 nm	10 nm	15 nm	20 nm
Fréquence de résonance f_1	1,04 GHz	1,56 GHz	2,08 GHz	3,11 GHz	4,15 GHz

Tableau II-1: Premier mode de résonance d'un nanotube suspendu, de 580 nm de long, et pour différentes valeurs de son rayon externe R .

II.4.2 Estimation de la force électromotrice induite :

On se place dans l'hypothèse d'un régime harmonique. On note ω_c la pulsation du courant d'excitation circulant dans le nanotube. En conséquence on établit la relation $I(\omega) = I_0 e^{-i\omega_c t}$, avec I_0 l'amplitude du courant. Ce courant génère en combinaison avec le champ magnétique B , une force de Lorentz, uniforme par unité de longueur, et dont la partie

réelle est donnée par : $f(z) = BI_0 e^{-i\omega_c t} = f_0 e^{-i\omega_c t}$. L'expression de cette force est réinjectée dans la théorie d'Euler-Bernoulli, de sorte à établir l'équation dynamique du mouvement du nanotube en réponse à la sollicitation transverse.

$$\rho A \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - EI_x \frac{\partial^4 U}{\partial z^4} = f_0 e^{-i\omega_c t}, \quad \text{Équation II-2}$$

où $U(z,t)$ désigne les déplacements transverses du nanotube en fonction de la position z le long de son axe longitudinal. La solution de cette équation est déterminée à partir des fonctions normales $U_n(z) e^{-i\omega_n t}$ décrivant la déformée du nanotube en flexion pour chaque mode n de résonance. Dans le cas particulier d'une poutre bi-encastée, et pour le premier mode de résonance ($n = 1$), on obtient (cf. Chapitre 1) :

$$U_1(z) = L \left\{ \cosh(k_1 z) - \cos(k_1 z) + \alpha_1 [\sinh(k_1 z) - \sin(k_1 z)] \right\}, \quad \text{Équation II-3}$$

avec $k_1 L = 4,73$ et $\alpha_1 = 0,9825$. Ainsi, lorsque la fréquence d'excitation f_c est très proche du premier mode de résonance f_1 , les déplacements transverses du nanotube par rapport à son axe neutre, sont établis par la relation suivante :

$$U(z,t) = \Lambda U_1(z) e^{-i\omega_c t}, \quad \text{Équation II-4}$$

Λ étant un coefficient adimensionnel propre au premier mode de résonance. Ce coefficient, traduisant l'amplitude des vibrations, est déterminé comme suit :

$$\Lambda = \frac{1}{\rho A L^3} \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_c^2 - i\omega_1^2/Q} \int_0^L f_0 U_1(z) dz = \frac{\eta_1}{\omega_1^2 - \omega_c^2 - i\omega_1 \omega_c / Q} \frac{f_0}{\rho A L}, \quad \text{Équation II-5}$$

avec $\eta_1 = 0,8309$, et Q le coefficient de qualité du résonateur. Dans ce modèle, Λ dépend linéairement de l'amplitude f_0 de la force de Lorentz, et donc de celle du courant I_0 circulant à travers le nanotube. Ce modèle n'est valable que dans le cas où les amplitudes de déplacements sont très faibles, sans quoi apparaissent des non-linéarités mécaniques (équation de Duffing) qui ne sont pas prises en compte dans ce développement.

Le mouvement de la poutre, en combinaison avec le champ magnétique constant B génère une tension électromotrice $V(\omega)$. Cette dernière correspond à la partie réelle de la dérivée temporelle du flux magnétique :

$$\begin{aligned} V(\omega) &= \frac{d\phi}{dt} = B \int_0^L \frac{\partial U(z,t)}{\partial t} dz = -i\omega_c B \Lambda L e^{-i\omega_c t} \\ &= -i \frac{\eta_1}{1 - \chi^2 - i\chi/Q} \frac{I_0 B^2}{\omega_1^2 \rho A} e^{-i\omega_c t}, \end{aligned} \quad \text{Équation II-6}$$

où $\chi = \frac{\omega_c}{\omega_1}$. Ainsi, à condition que le facteur de qualité Q du résonateur soit suffisamment important, on constate que l'amplitude de la tension $V(\omega)$ recueillie est maximale pour une fréquence d'excitation f_c très proche de la fréquence fondamentale de résonance f_1 du nanotube. D'autre part, il apparaît que cette tension électromotrice a une dépendance quadratique sur la valeur du champ magnétique B et dépend linéairement de l'amplitude du courant I_0 .

On suppose que la caractérisation du dispositif a lieu dans un niveau de vide inférieur à 10^{-3} Torr, seuil de pression à partir duquel l'amortissement de l'air est négligeable, et où prédominent les mécanismes de dissipation par les ancrages, et la dissipation thermoélastique. En regard des valeurs de coefficient qualité recueillies dans la littérature [Cleland 96, & +00, Mohanty +02, Huang +03], on prend comme hypothèse que le facteur de qualité du dispositif est compris entre 500 et 10^4 . Les courbes suivantes correspondent à l'amplitude de la force électromotrice induite, attendue pour un nanotube de 580 nm, et une épaisseur de 1 nm. Plusieurs cas de figure sont déclinés, afin d'analyser l'incidence de chaque paramètre sur la tension mesurée.

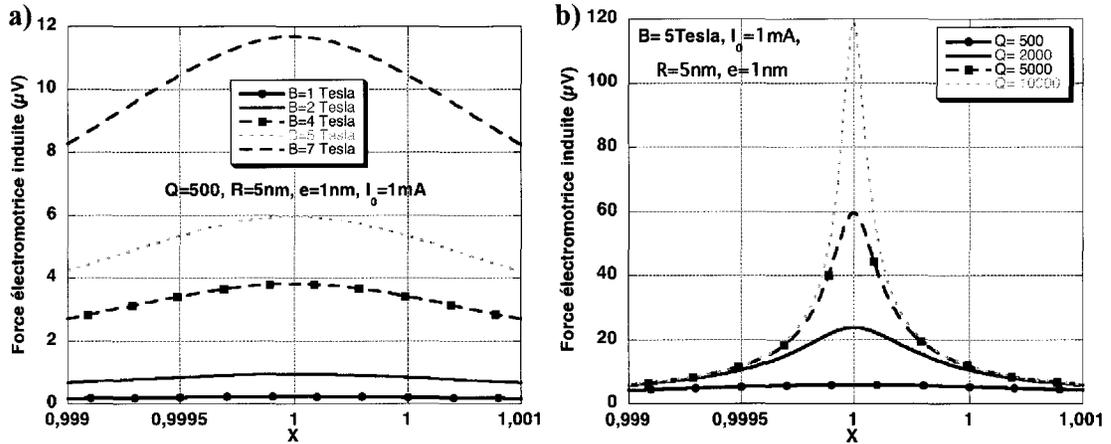


Figure II-13: Force électromotrice induite $V(x)$ en fonction du rapport $x=f_c / f_1$, tel que $f_1 = 1,04$ GHz (nanotube de 5 nm de rayon externe et 1 nm d'épaisseur) et $I_0=1$ mA. a) Tracé de $V(x)$ pour différentes valeurs du champ magnétique B , pour $Q=500$. b) Tracé de $V(x)$ pour différentes valeurs du coefficient de qualité Q , et pour $B=5$ Tesla.

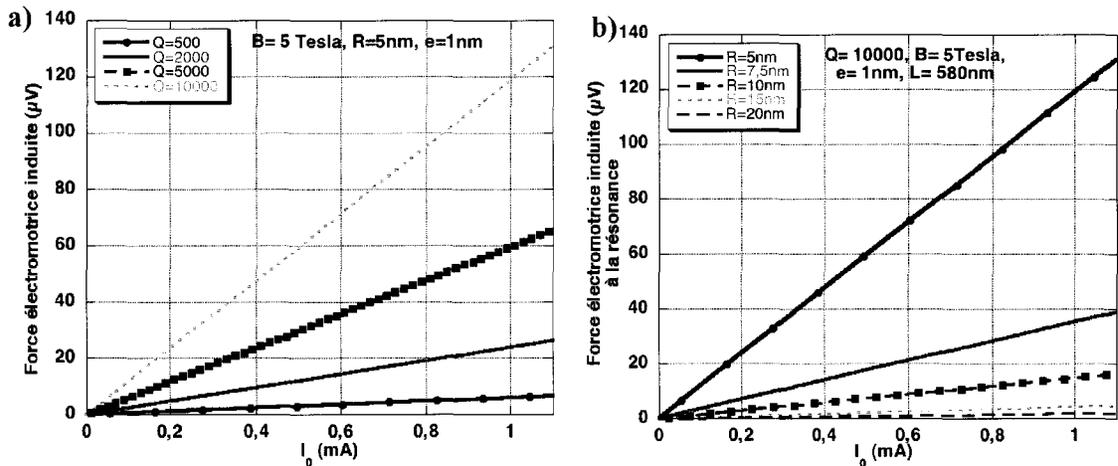


Figure II-14: Force électromotrice induite à la résonance ($f_c = f_1$), en fonction de l'amplitude du courant I_0 (en mA), pour un champ magnétique $B=5$ Tesla. a) Tracé de $V(f_1 = 1,04$ GHz), pour différentes valeurs du coefficient de qualité Q . b) Tracé de $V(f_1)$ pour différentes valeurs du rayon externe R du nanotube (correspondant à des fréquences de résonance consignées dans le Tableau II-1).

On constate que l'on peut atteindre au mieux (*i.e.* sans tenir compte des pertes par insertion, ni des couplages éventuels qui peuvent interférer avec le signal à mesurer), un niveau de signal de $-72,6$ dB à la résonance (pour $Q=10000$, $I_0=1\text{mA}$, $B=7\text{Tesla}$, et $f_l = 1,04$ GHz). De plus, cette amplitude maximale se dégrade à mesure que la fréquence de résonance diminue. Il est donc important de maximiser le couple (I_0 , B), pour conserver un niveau de tension tolérable en sortie. Enfin, il est souhaitable, avant l'étage de mesure, d'insérer un étage d'amplification en tension, suivi d'un étage « buffer » d'adaptation en sortie à 50Ω (tous deux présentant une fréquence de coupure compatible avec la fréquence centrale du dispositif), placés dans un boîtier à part de la chambre de test de sorte à éviter les problèmes de compatibilité électromagnétique.

III Résonateur nano-électromécanique, basé sur une détection tunnel du courant motionnel, et employant des actionneurs SDA intégrés pour le nano-positionnement des électrodes

Le but de cette partie est la présentation succincte d'une étude prospective relative aux résonateurs RF, basée sur une détection tunnel [Binnig 1982] du courant motionnel et est le fruit d'une collaboration entre le Fujita Laboratory de l'Université de Tokyo et l'équipe microsystèmes silicium de l'IEMN. Le prototype qui est proposé ici constitue en effet une solution possible au problème de détection du courant motionnel survenant dans les systèmes employant une transduction capacitive, à mesure que la fréquence centrale du filtre augmente (cf. chapitre 1). En effet, la détection tunnel permet d'accroître la sensibilité en sortie du filtre en comparaison d'une détection capacitive [Haronian 95], du fait de la dépendance exponentielle du courant tunnel à l'égard de la distance de séparation.

Le système est composé de plusieurs éléments distincts :

→ Un résonateur nanomécanique, conçu de sorte à atteindre la gamme de fréquences RF visée (0,8-2,4 GHz). Il peut s'agir d'une lame, d'une pointe (cf. chapitre 1), voire d'une toute autre configuration, et / ou d'un autre matériau structurel que le silicium mono-cristallin.

→ Deux électrodes disposées de part et d'autre du résonateur (l'une dédiée à l'excitation, et l'autre à la détection du signal). L'électrode d'excitation doit permettre la mise en vibration du résonateur par couplage électrostatique. Un entrefer de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, et une surface maximale des armatures, sont requis afin de maximiser l'efficacité de transduction. L'électrode de détection consiste en une pointe très effilée. Sa distance de séparation avec le résonateur doit être inférieure à 1 nm afin de permettre une détection tunnel de son mouvement.

→ Un système composé d'actionneurs électrostatiques type SDA [Akiyama 93, 97], couplé à un système de réduction de déplacement. L'ensemble doit permettre le nano-positionnement des deux électrodes, ou de l'électrode de détection par rapport au résonateur central. Le mouvement des actionneurs est guidé par un système de glissières. Un système de verrouillage mécanique [Quévy +02] doit figer la position des actionneurs une fois le rapprochement effectué. On peut imaginer également un actionneur en forme de peigne interdigité permettant d'assurer cette fonction de nano-positionnement [Mita +02].

La Figure III-1 illustre le principe du dispositif.

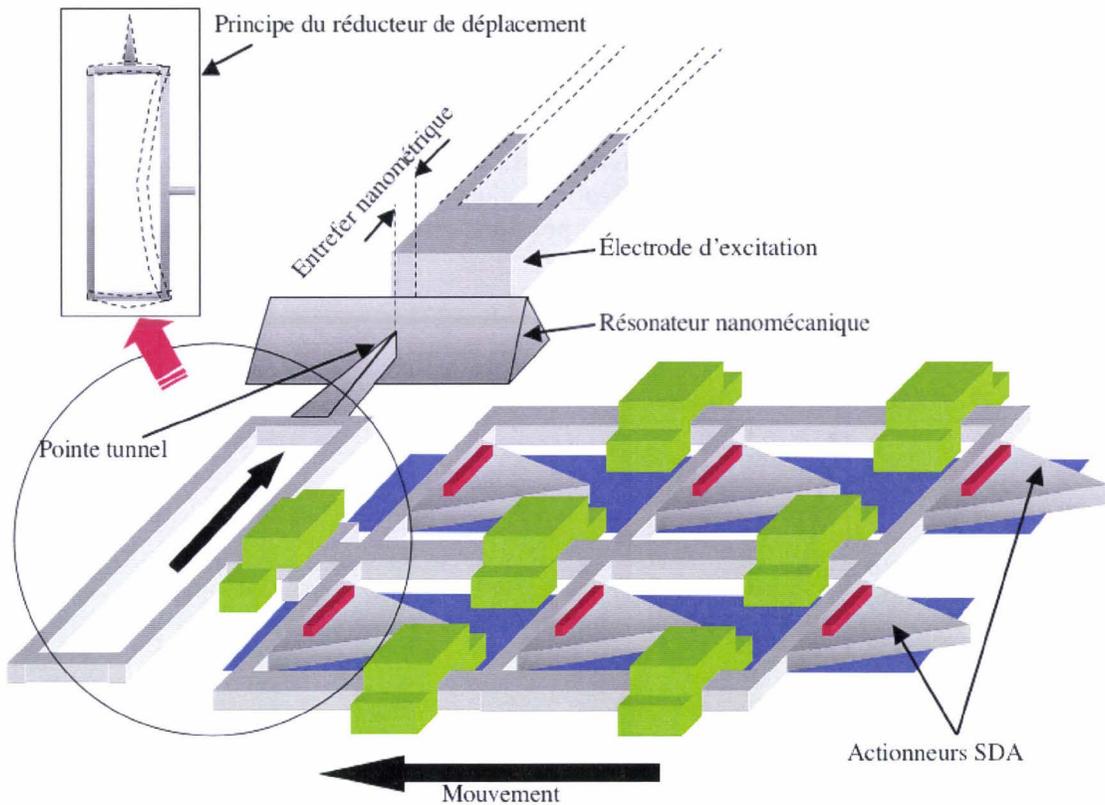


Figure III-1: Schéma illustrant le principe du dispositif proposé.

Le système de nano-positionnement basé sur les actionneurs SDA doit rapprocher l'électrode de détection du résonateur de sorte à atteindre une distance de séparation inférieure à 1 nm. Une fois cette opération réalisée, l'actionnement du train de SDA est stoppé. Un ancrage mécanique permet la limitation de leur déplacement. Le résonateur est alors polarisé à tension constante. La combinaison de cette tension avec le signal d'excitation appliqué à l'électrode d'entrée, va permettre la mise en vibration du résonateur par couplage électrostatique. Les amplitudes de déplacement de ce dernier sont maximales lorsque la fréquence du signal d'entrée coïncide avec sa fréquence de résonance mécanique. Cependant, il faut s'assurer que les amplitudes maximales soient de l'ordre de l'angström et éviter l'impact entre le résonateur et la pointe tunnel.

L'avantage majeur d'une détection tunnel repose sur une amélioration conséquente de la sensibilité [Haronian 95] de détection en sortie du filtre. On rappelle que le courant tunnel varie comme une exponentielle décroissante du produit (hauteur de la barrière tunnel) fois (la distance de séparation entre le résonateur et la pointe tunnel) [McCord 98, Liu 98, +01] :

$$I_t \propto V_B \times \exp(-\alpha_I \sqrt{\bar{\phi}} x_{tg})$$

Équation III-1

où V_B est la différence de potentiel entre le résonateur et la pointe tunnel ($V_B =$ tension de polarisation continue du résonateur), α_I est une constante ($\alpha_I = 1,025$ en $\text{\AA}^{-1} \text{eV}^{-0,5}$), et x_{tg} la distance de séparation entre l'apex de la pointe et le résonateur (on rappelle que x_{tg} doit être inférieure à 1 nm pour permettre l'apparition d'un courant tunnel). Quant au terme $\bar{\phi}$, il représente « la hauteur moyenne de la barrière de potentiel », quantité dépendant de nombreux paramètres tels que les travaux de sortie de la pointe et du matériau constituant le résonateur

ou le recouvrant (s'il s'agit d'un multicouche), la polarisation appliquée, la largeur de bande interdite et la permittivité du milieu interfacial. Pour établir un ordre de grandeur, dans le cas des métaux tels que l'or, l'argent, l'aluminium, la hauteur de barrière est de l'ordre de 4eV [Formenko 66], se traduisant en une augmentation du courant tunnel d'un facteur 10, si l'amplitude du résonateur est d'un angström. Ainsi, la courbe de la Figure III-2 illustre, pour une tension de polarisation V_B donnée, l'évolution du rapport entre le courant tunnel nominal (i.e. lorsque $x_{tg} = 1$ nm) et le courant tunnel pour une distance de séparation x_{tg} donnée (tel que $0,65 \text{ nm} < x_{tg} < 1 \text{ nm}$).

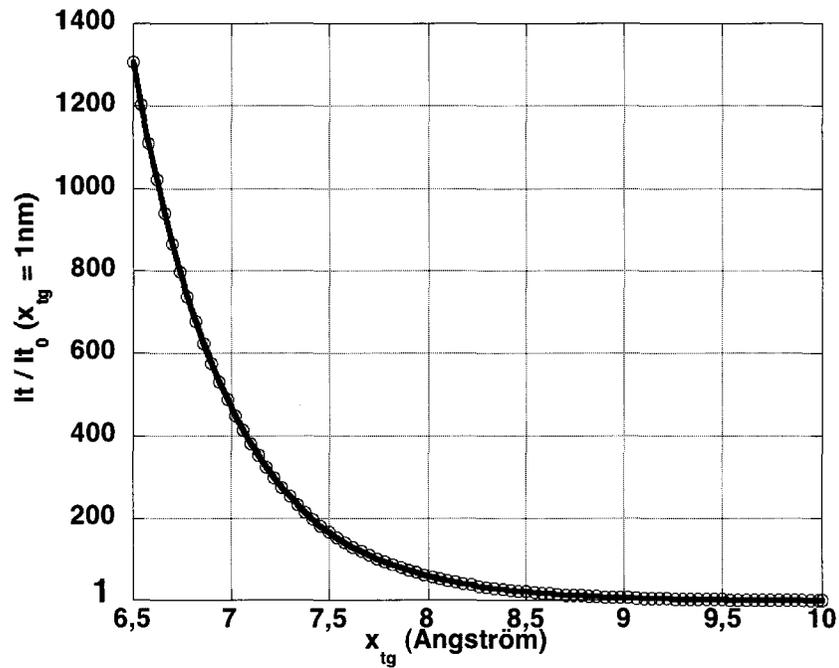


Figure III-2: Rapport entre le courant tunnel nominal ($x_{tg} = 1$ nm) et le courant tunnel pour une distance de séparation x_{tg} donnée (la hauteur de la barrière tunnel est fixée à 4eV).

IV Nano-préhenseur à surface adaptative

En s'appuyant sur les études en rapport avec la stiction développées dans le troisième chapitre du manuscrit, un démonstrateur est actuellement en cours de fabrication, dont le but est la nano-préhension d'échantillons biologiques (cellules, membranes naturelles ou de culture) pour permettre notamment la caractérisation de leurs propriétés micro-mécaniques (élasticité, viscosité, plasticité). Ce projet s'inscrit dans le cadre de la recherche de nouvelles méthodes et d'instruments micro-robotiques pour la télé-manipulation physique de micro-objets et est le fruit d'une collaboration entre l'IEMN et le Laboratoire de Robotique de Paris de l'Université Paris 6 (LRP). Il s'agit de concevoir un système de télé-micromanipulation à très haute sensibilité (permettant de ressentir des interactions à l'échelle du micro-newton) et très haute résolution (nanomètre). L'étude s'appuie sur les forces d'adhésion intersurfaciques et notamment leur dépendance à l'égard de la géométrie des surfaces en interaction, pour dissocier les phases de saisie et de dépose d'un objet de taille micrométrique. Dans un premier temps, la configuration et le fonctionnement du dispositif sont présentés brièvement, suivis d'une description détaillée du procédé de fabrication technologique qui a été retenu.

IV.1 Présentation du dispositif

L'idée du projet est de concevoir un dispositif de préhension disposant d'une surface de contact adaptative [Rollot +00] : lors de la saisie, elle est importante et doit être réduite pour la phase de dépose.

Le dispositif est scindé en deux éléments distincts ayant chacun une fonctionnalité différente. Le premier correspond à une plaque ou poutre encastrée-libre suspendue au-dessus d'une électrode enterrée. Une couche d'un matériau à déterminer recouvrera localement la poutre afin d'accroître l'énergie d'adhésion avec l'objet à saisir et ne fonctionnaliser que cette partie de la poutre. Il s'agit de l'élément de saisie du préhenseur. À cet endroit, cinq trous circulaires percent localement la poutre, mettant à jour pour chacun d'entre eux l'apex d'une nanopointe de silicium. En appliquant une différence de potentiel entre l'électrode enterrée et la poutre, cette dernière se défléchit vers le substrat, et l'extrémité des pointes passe alors à travers les trous, et vient au contact de l'objet. La phase de dépose a lieu, du fait de la diminution concomitante des surfaces d'adhésion. La Figure IV-1 illustre le principe de fonctionnement du dispositif. Une détection par couplage capacitif (par l'intermédiaire d'une seconde électrode enterrée qui n'est pas représentée sur le schéma de la Figure IV-1) doit permettre le contrôle de la distance de séparation entre le substrat et la poutre de saisie et un asservissement sur le positionnement vertical de cette dernière.

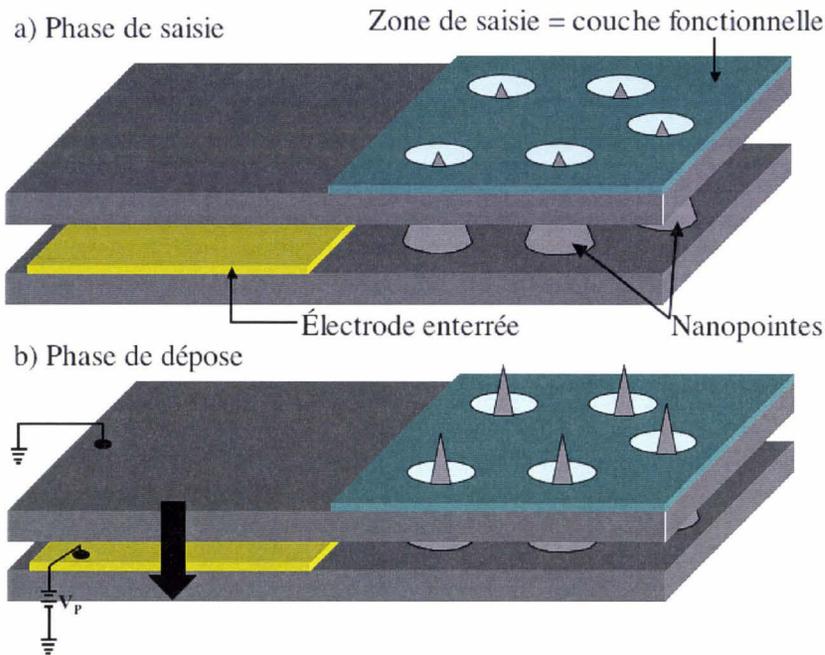


Figure IV-1: Illustration du nanopréhenseur à surface adaptative. (a) L'objet est en contact avec la surface de saisie caractérisée globalement par une géométrie planaire. (b) L'attraction électrostatique de la poutre vers l'électrode enterrée permet le dessaisissement de l'objet du fait de son contact avec l'extrémité effilée des nanopointes (géométrie sphérique) et de la diminution de l'aire de contact.

IV.2 Procédé de micro-usinage de surface du nano-préhenseur à surface adaptative

Le procédé de fabrication débute par un nettoyage du substrat (silicium orienté (100)) dans un bain Pirhaña et une solution de BE 7 : 1, suivi par l'enduction d'un bicouche constitué de deux résines électroniques positives (COPO EL 13 % et PMMA 8,5). Une étape d'écriture électronique permet de définir des motifs circulaires de 5 μm de diamètre dans le bicouche (Figure IV-2 a). On réalise ensuite une évaporation d'une couche de nickel (100 nm). Ce dépôt est suivi par l'opération de lift-off du bicouche électronique. On obtient alors des disques de nickel de 5 μm de diamètre (Figure IV-2 b), lesquels serviront de masque à l'occasion de la gravure des piédestaux de silicium. Celle-ci est réalisée dans un bâti de gravure RIE, à l'aide d'un plasma à base de $\text{SF}_6 / \text{O}_2 / \text{CHF}_3$ (ou N_2). Le temps de gravure est ajusté en fonction de la vitesse d'attaque latérale et verticale calibrées selon les paramètres du plasma employé (cf. procédé de fabrication du filtre à base de pointe dans le chapitre 1). À l'issue de cette étape, le masque de nickel est gravé en plongeant l'échantillon dans un bain Pirhaña (Figure IV-2 c) ; la durée de l'attaque est fixée par la fin de la réaction exothermique). Ensuite, on opère une série de cycles d'oxydation thermique (réalisée en ambiance sèche à 1100°C) et gravure chimique de l'oxyde (solution BE 7 : 1). Le nombre des cycles est fixé par l'obtention de pointes de silicium suffisamment effilées à l'apex. Au dernier cycle, l'oxyde thermique est conservé (Figure IV-2 d) et sert à protéger les pointes des étapes de gravure RIE ultérieures.

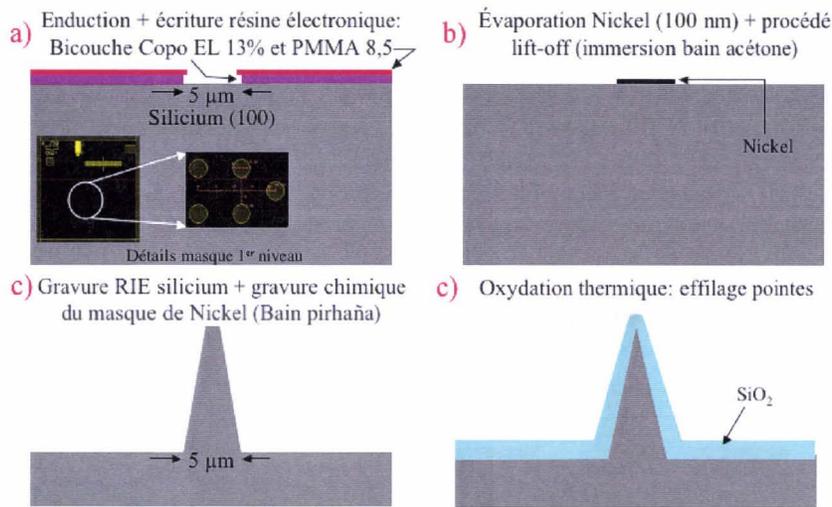


Figure IV-2: Illustration des étapes de fabrication des points.

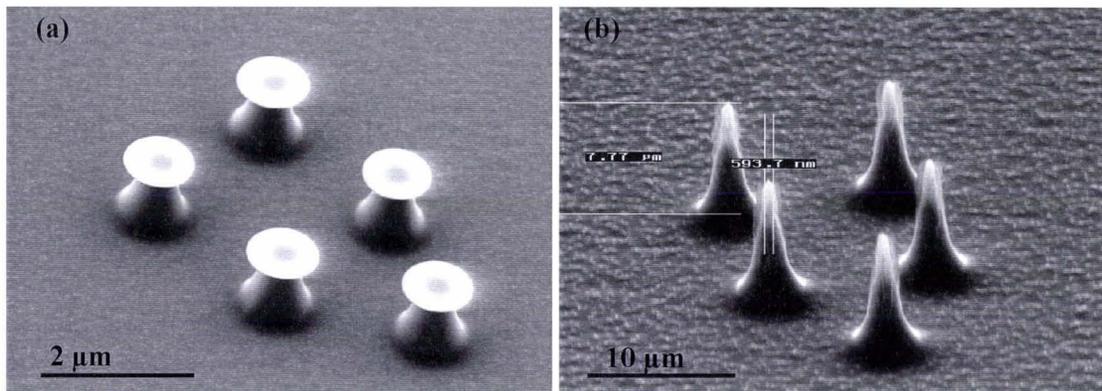


Figure IV-3: Photographies MEB de l'ensemble des cinq points de silicium d'un dispositif de préhension. Paramètres de la gravure RIE du silicium : SF₆ (15 sccm), O₂ (10 sccm), N₂ (10 sccm), 55 Watts, et 25 mTorr. (a) Après 25 min de gravure. (b) Après 1 heure 40 min de gravure RIE + nettoyage du masque de nickel dans un bain Pirhaña.

Le procédé de fabrication du dispositif se poursuit par une étape de photolithographie et de développement d'une résine positive AZ1518 (ayant subi préalablement un traitement de surface à l'AZ326). Le masque optique utilisé correspond au niveau relatif à la fabrication des électrodes d'actionnement (Figure IV-4 a). On procède ensuite à la pulvérisation cathodique d'une fine couche de nickel (50 nm d'épaisseur). L'immersion de l'échantillon dans un bain d'acétone (agitation assistée par des ultrasons) permet le lift-off de la couche de nickel aux endroits où la résine n'a pas été exposée. Finalement, la couche de nickel recouvre localement l'oxyde thermique à l'emplacement des points (Figure IV-4 b). Les motifs de nickel sont ensuite transférés par gravure RIE dans l'oxyde par des gaz fluorés (CHF₃/CF₄). À l'issue de cette étape, le masque de nickel est gravé chimiquement à l'aide d'une solution Pirhaña (Figure IV-4 c). On dépose ensuite une couche de 100 nm de nitrure faiblement contraint (ou nitrure enrichi en silicium Si_xN_y) par voie LPCVD. Cette couche doit permettre l'isolation entre le substrat et les futures électrodes d'actionnement. Celles-ci sont réalisées en polysilicium (d'une épaisseur de 200 nm). D'un point de vue fonctionnel, il est indispensable de minimiser la résistivité des électrodes. Il s'agit donc d'un polysilicium fortement dopé au

phosphore par un procédé de dépôt LPCVD *in situ* réalisé à 700°C (ajout de phosphine). Pour éviter la croissance de cristallites sur des sites de nucléation favorisée par les rugosités de surface provenant des étapes précédentes, il est nécessaire de réaliser ce dépôt à pression minimale (100 mTorr typiquement) [Mura 96, Quévy +02]. Enfin, on dépose à nouveau 100 nm de nitrure faiblement contraint par voie LPCVD (Figure IV-4 d). Cette dernière couche doit servir à isoler les électrodes d'actionnement de la future poutre de saisie.

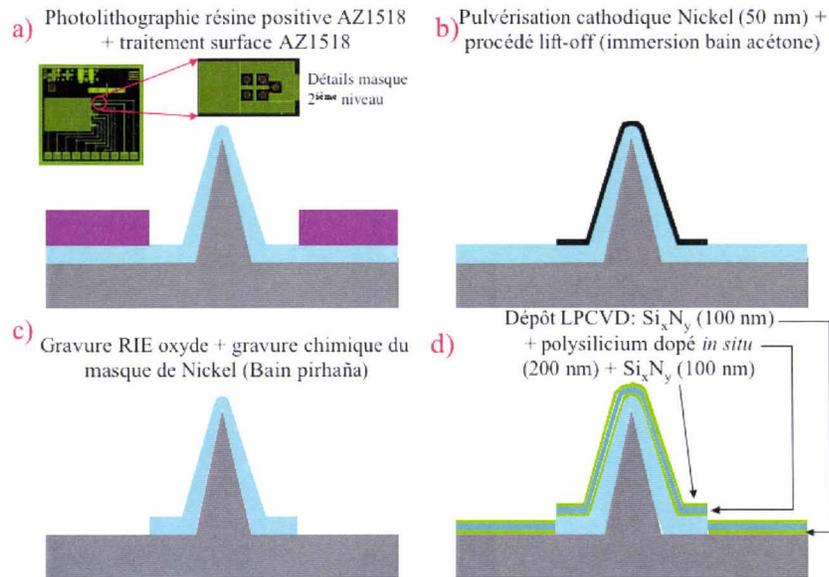


Figure IV-4: Détails du procédé de fabrication. Protection des pointes et dépôt du tri-couche pour la formation des électrodes d'actionnement.

On opère ensuite une étape de photolithographie (résine positive AZ1518) correspondant de nouveau au 2^{ième} niveau de masque (Figure IV-5 a). Les motifs ainsi définis sont transférés dans le tri-couche Si_xN_y / Polysilicium / Si_xN_y par une gravure RIE. Les résidus de résine sont alors gravés en effectuant un plasma O_2 (Figure IV-5 b et photos MEB de la Figure IV-6). Cette étape est suivie par l'attaque chimique dans une solution de BE 7 : 1 de l'oxyde thermique recouvrant les pointes. On obtient, à ce stade du procédé, les électrodes d'actionnement structurées, la base de ce qui constituera les plots d'encastrement des poutres de saisie, et enfin les pointes qui seront employées pour la phase de dépose du dispositif. On réalise ensuite le dépôt du matériau sacrificiel. En l'occurrence, il s'agit d'un oxyde de silicium basse température (procédé LTO¹), dont l'épaisseur est ajustée afin d'encapsuler complètement les pointes (la surface du LTO doit dépasser légèrement l'apex des pointes) (Figure IV-5 c). Il se forme alors des demi-sphères de LTO à l'emplacement des pointes. On procède à l'enduction d'une résine « épaisse » type AZ4562 que l'on laisse fluer, suivie de sa photolithographie correspondant au 3^{ième} niveau de masque (Figure IV-5 d).

¹ LTO : Low Temperature Oxide

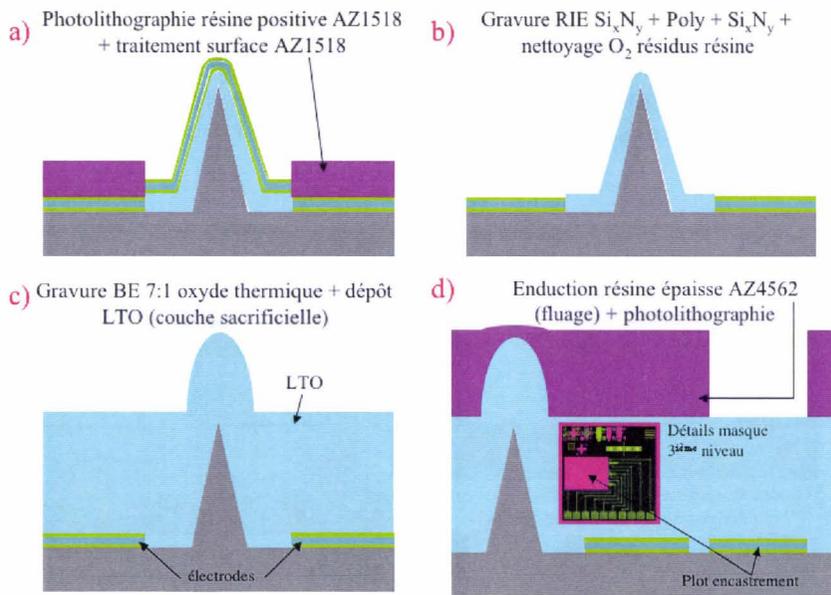


Figure IV-5: Étapes de structuration des électrodes d'actionnement et dépôt de la couche sacrificielle.

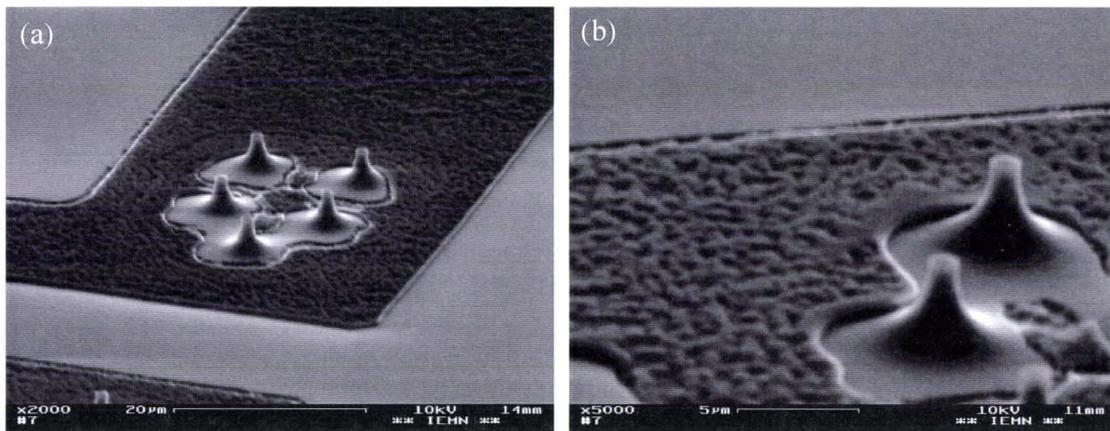


Figure IV-6: Photographies MEB. (a) Points du préhenseur encore recouvertes d'un oxyde thermique, après structuration des électrodes d'actionnement. (b) Zoom sur deux de ces pointes.

Une étape de gravure RIE (gaz fluorés CHF_3 / CF_4) du LTO et du nitrure Si_xN_y permet de réaliser des ouvertures au niveau de la couche de polysilicium dopé *in situ*. Les résidus de résine AZ4562 sont retirés dans un plasma O_2 (Figure IV-7 a). On effectue un dépôt conforme par LPCVD d'une couche de polysilicium de 1 μm d'épaisseur. La qualité structurale de ce matériau est critique puisqu'il servira de matériau constitutif des poutres de saisie. Par conséquent, on préfère une méthode de dopage du polysilicium par diffusion, plutôt qu'un dopage par implantation ionique générant des défauts dans la couche structurale, ou encore un dépôt de polysilicium dopé *in situ*. Pour ce faire, on réalise ensuite un prédépôt d'une couche superficielle d'oxyde de silicium riche en phosphore, le phosphosilicate glass (PSG), dont on fait exodiffuser les dopants par recuit thermique à 1000°C pendant une heure (Figure IV-7 b). La couche de PSG est alors gravée chimiquement dans une solution de BE 7 : 1. Une étape de photolithographie d'une résine épaisse AZ4562 est de nouveau effectuée (3^{ème}

niveau, Figure IV-7 c), puis on procède au lift-off d'une couche de nickel de 85 nm d'épaisseur préalablement déposée par pulvérisation cathodique. La couche de nickel recouvre localement le polysilicium dopé par diffusion (matériau structural 2) à l'emplacement de ce qui constituera les plots d'encastrement des futures poutres de saisie (Figure IV-7 d).

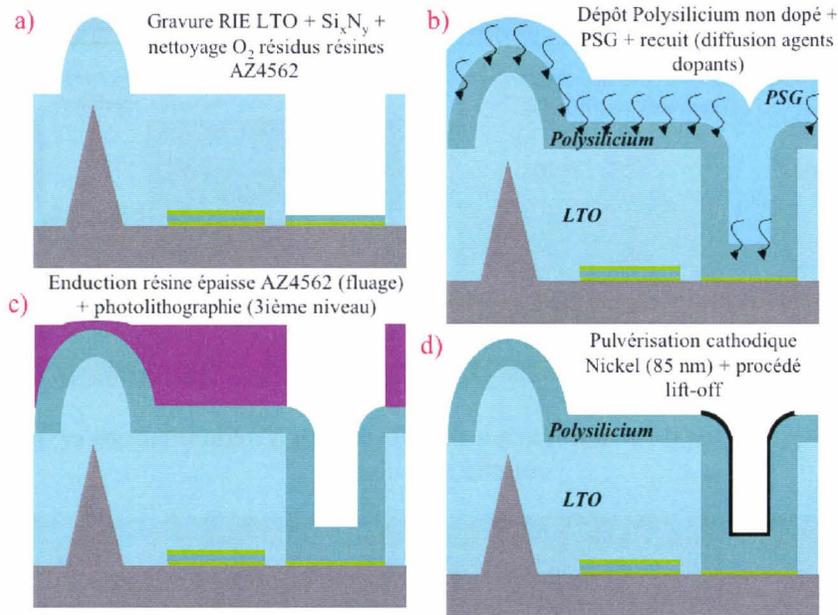


Figure IV-7: Dépôt du matériau structural 2 et protection des plots d'encastrement.

L'ensemble est recouvert d'une couche épaisse de résine AZ4562, que l'on laisse fluer, permettant une planarisation préliminaire de la surface de la tranche (Figure IV-8 a). Cette résine est ensuite gravée par plasma O₂, de telle sorte que la partie supérieure du relief de la couche de polysilicium dopé par diffusion soit exposée, tout en gardant protégée sa partie inférieure. La planarisation du second matériau structural est achevée par une gravure isotrope réalisée dans un plasma à base de SF₆, permettant d'enlever le polysilicium qui se trouvait au-dessus de la demi-sphère de LTO (Figure IV-8 b). Après nettoyage des résidus d'AZ4562, on réalise la photolithographie d'une nouvelle résine AZ1518 (ayant subi un traitement de surface). Ce niveau correspond au masque permettant la structuration des poutres de saisie (Figure IV-8 c). On procède à la pulvérisation et au lift-off d'une fine couche de nickel (50 nm). Les motifs sont ainsi transférés par RIE dans la couche de polysilicium permettant la structuration des poutres de saisie (Figure IV-8 d). Les étapes qui sont décrites dans la suite n'ont pas encore été réalisées au moment de la rédaction du manuscrit, et constituent la fin envisagée du procédé de micro-usinage du dispositif.

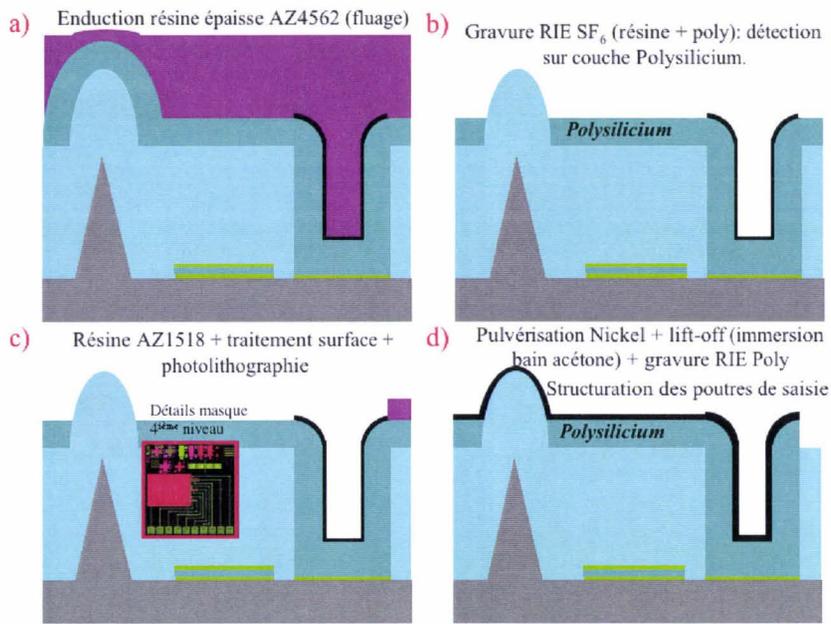


Figure IV-8: Planarisation du matériau structural 2 et structuration des poutres de saisie.

Le masque de nickel est gravé chimiquement dans une solution de BE 7 :1 à la suite de la structuration des poutres de saisie (Figure IV-9 a). L'étape qui suit est optionnelle et vise à fonctionnaliser une partie de la surface des poutres. Pour ce faire, on prévoit de déposer un matériau, dont le choix n'est pas encore déterminé, par pulvérisation ou évaporation, après avoir photolithographier une résine optique (5^{ème} niveau) suffisamment épaisse afin de recouvrir l'aire des plots d'encastrement (Figure IV-9 b). L'étape suivante repose sur le lift-off du matériau déposé (Figure IV-9 c). On opère une nouvelle photolithographie (6^{ème} et dernier niveau de masque) d'une résine AZ4562, afin de définir des ouvertures à l'emplacement des plots et lignes d'accès pour la polarisation des électrodes d'actionnement (Figure IV-9 d). Une gravure RIE (gaz fluorés CHF_3 / CF_4) de la couche de LTO et du nitrure Si_xN_y permet de découvrir la couche de polysilicium dopé *in situ*. Les résidus de résine AZ4562 sont ensuite retirés dans un plasma oxygène (Figure IV-9 e). Finalement, le 2nd matériau structural est libéré par gravure humide dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée (BE 7 :1). Cette étape est contrôlée en temps afin de conserver les plots d'encastrement et électrodes d'actionnement solidaires du substrat, en limitant la gravure latérale de la couche de nitrure Si_xN_y (bien que sa vitesse d'attaque soit quasiment nulle dans le BE 7 :1). L'échantillon est ensuite rincé successivement à l'eau dé-ionisée et à l'isopropanol avant d'être séché au CO_2 super critique.

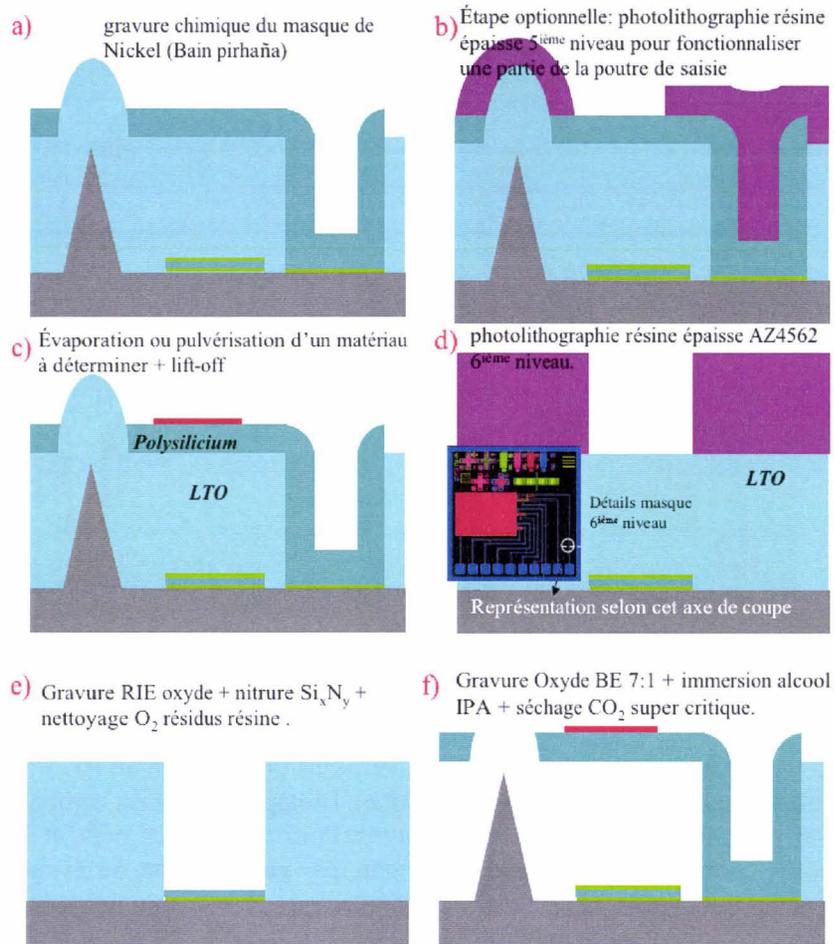


Figure IV-9: Fonctionnalisation d'une partie de la surface des poutres de saisie, ouverture au niveau des plots de polarisation, et gravure de la couche sacrificielle.

Remarque : L'ensemble du procédé est détaillé de façon exhaustive dans l'annexe D du manuscrit.

V Conclusion

Dans ce chapitre, sont présentés les perspectives et travaux en cours de développement associés aux différentes études qui ont été détaillées dans les chapitres précédents.

L'utilisation d'un nanotube de carbone suspendu en tant que résonateur mécanique pour des applications de filtrage est au cœur de la première partie. Le principe de fonctionnement du dispositif repose sur une transduction magnétostatique tant pour l'excitation du résonateur que pour la détection de ses amplitudes de vibration. La technologie de fabrication du dispositif ainsi qu'un modèle théorique permettant de prévoir sa réponse en transmission ont été présentés. Le procédé de fabrication a nécessité des étapes de micro-usinage de surface combinées à l'usinage de volume du silicium massif, ainsi que des étapes de lithographie électronique. Au final, des plots d'or reposant sur des membranes en nitrure enrichi en silicium de 2 μm de largeur minimale, percées d'une fente de 0,5 μm de largeur minimale, ont été réalisées. Les nanotubes ont été ensuite déposés en travers des fentes par une technique de nanosoudure laser. Étant donné les dimensions des nanotubes ainsi que celles des fentes, la fréquence de résonance mécanique attendue des nanotubes suspendus devrait atteindre le GHz. Cette étude doit bientôt se concrétiser par les premières caractérisations des dispositifs. Les tests devraient permettre de déterminer précisément les propriétés mécaniques des nanotubes déposés, et enfin de démontrer une application de filtrage électromécanique dans la gamme RF.

La deuxième partie du chapitre présente une étude exploratoire concernant la réalisation d'un dispositif basé sur une excitation électrostatique d'un résonateur mécanique et une détection tunnel de ses amplitudes de vibrations. Le bénéfice de la détection tunnel plutôt qu'une détection par couplage capacitif, réside dans l'accroissement du courant détecté pour une même amplitude de vibration donnée. L'application visée concerne à nouveau le filtrage dans la gamme RF, et le traitement de signal pour la téléphonie mobile. D'autre part, en dissociant le mode d'excitation du mode de détection, on diminue les difficultés de caractérisation associées aux résonateurs électromécaniques à transduction capacitive du fait de l'augmentation du couplage capacitif direct avec la fréquence centrale du filtre.

La dernière partie est consacrée à la réalisation d'un démonstrateur destiné à la manipulation d'objets de taille micro- voire nanométrique. Il s'agit d'un dispositif de nano-préhension à surface adaptative. Celui-ci est constitué d'une poutre mobile, qui peut être actionnée verticalement par couplage électrostatique, et de cinq nanopointes de silicium fixes et usinées dans le substrat. Un matériau doit recouvrir une partie de la poutre afin d'accroître localement l'adhésion entre celle-ci et l'objet à manipuler. La surface ainsi fonctionnalisée de la poutre et les nanopointes constituent respectivement les organes de saisie et de dépose du dispositif. En effet, on tire profit de la diminution des forces d'adhésion avec l'aire de la surface de contact pour dissocier la phase de saisie et la phase de dépose : lors de la saisie, l'objet est collé à la surface fonctionnalisée de la poutre (géométrie plane) ; la dépose se traduit en une déflexion de la poutre vers le substrat, permettant le dessaisissement de l'objet qui se trouve alors en contact avec l'extrémité acérée (géométrie sphérique) des nanopointes. Le procédé de micro-usinage associé au dispositif est détaillé dans cette partie et sa fabrication est pratiquement achevée. En termes d'applications possibles, le dispositif final devrait constituer une alternative aux outils de manipulation de nano-objets dérivés des techniques de microscopie à force atomique [Thelander +02]. D'autre part, la caractérisation

des propriétés micro-mécaniques et rhéologiques (élasticité, viscosité, plasticité) d'échantillons biologiques (cellules, membranes naturelles ou de culture) est envisageable du fait de la haute résolution en force et en déplacement (actionnement électrostatique pour la déflexion de la poutre et asservissement par couplage capacitif).

vi Références Bibliographiques

- [Akiyama 93] T. Akiyama, and K. Shono,
Controlled stepwise motion in polysilicon microstructures,
J. Microelectromech. Sys, **2**, No. 3, pp.106-110, 1993.
- [Akiyama 97] T. Akiyama, D. Collard, and H. Fujita,
Scratch drive actuator with mechanical links for self-assembly of three-dimensional MEMS,
J. Microelectromech. Sys, **6**, No. 1, pp 10-17, 1997.
- [Binnig 1982] G.Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel,
Surface studies by scanning tunneling microscopy,
Phys. Rev. Lett., Vol. **49**, No. 1, pp. 57-61, 1982.
- [Blick +00] R.H. Blick, A. Erbe, H. Krömmer, A. Kraus, J.P. Kotthaus
Charge detection with nanomechanical resonators,
Physica E, **6**, pp. 821-827, 2000.
- [Bosseboeuf 97] A. Bosseboeuf, J. Boulmer, D. Débarre,
Planarization of rough silicon surfaces by laser annealing,
Appl. Surf. Science **110**, p. 473, 1997
- [Cleland 96] A. N. Cleland and M. L. Roukes
Fabrication of high frequency nanometer scale mechanical resonators from bulk Si crystals,
Applied Physics Letters, **69** (18), pp. 2653-2655, 28 October 1996.
- [Cleland 98] A.N. Cleland and M.L. Roukes,
A Nanometer-Scale Mechanical Electrometer,
Nature, Vol. 392, pp. 160-162, March 1998.
- [Cleland +00] A.N. Cleland, M. Pophristic, and I. Ferguson
Single-crystal aluminium nitride nanomechanical resonators,
Appl. Phys. Lett. **79**, pp. 2070-2072, 2001.
- [Cleland +02] A.N. Cleland, and M. L. Roukes
Noise processes in nanomechanical resonators,
J. Appl. Phys. **92** (5), pp. 2758-2769, September 1 2002.
- [Cleland +03] A.N. Cleland, and M. L. Roukes
Foundations of Nanomechanics: from Solid-State Theory to Device Applications,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
- [Formenko 66] V. S. Formenko
Handbook of Thermoionic properties,
Ed. G. V. Samsonov, plenum Press data division, New York, 1966.
- [Geist 97] B. Geist, and J. R. McLaughlin
Double Eigenvalues for the Uniform Timoshenko Beam,
Appl. Math. Lett. Vol. 10, No. 3, pp. 129-134, 1997
- [Geist 98] B. Geist, and J. R. McLaughlin
Eigenvalue formulas for the uniform timoshenko beam : the free-free problem,
Electronic research announcements of the american mathematical society, Vol. 4, pp. 12-17, March 1998.
- [Greywall 99] Dennis S Greywall,
Micromechanical RF filters excited by the Lorentz force,

J.Micromech. Microeng., pp.78-84, 1999.

[Haronian 95] D. Haronian,
Maximizing microelectromechanical sensor and actuator sensitivity by optimizing geometry,
Sens. And Actuators A, Vol. **50**, pp. 223-236, 1995

[Huang +03] X. M. H. Huang, C. A. Zorman, M. Mehregany, M. L. Roukes
Nanodevice motion at microwave frequencies
Nature, Vol. 421, p. 496, January 2003.

[Kasumov 99] A. Yu. Kasumov, R. Deblock, M. Kociak, B. Reulet, H. Bouchiat, I. I. Khodos, Yu. B. Gorbatov, V. T. Volkov, C. Journet and M. Burghard,
Supercurrents through Single-Walled Carbon Nanotubes
Science 284, 1508-1511 (1999).

[Kociak +01] M.Kociak, A.Kasumov, S.Guéron, B.Reulet, Y.Gorbatov, I.Khodos, L.Vacharini and H.Bouchiat,
Superconductivity in Ropes of Single-Walled Carbon Nanotubes
Phys. Rev. Lett 86, 2416, (2001).

[Lakin 99] K. M. Lakin,
Thin film resonators and filters,
Proceedings of 1999 IEEE Ultrasonics Symposium, vol. 2, pp. 895-906, 1999

[Liu 98] C.-H. Liu, A. M. Barziali, J. K. Reynolds, A. Partridge, T. W. Kenny, J. D. Grade, and H. K. Rockstad
Characterization of a High-Sensitivity Micromachined Tunneling Accelerometer with Micro-g Resolution,
J. Of Microelectromechanical Syst., Vol. 7, No. 2, June 1998.

[Liu +01] C.-H. Liu, and T. W. Kenny
A High-Precision, Wide-Bandwidth Micromachined Tunneling accelerometer,
J. Of Microelectromechanical Syst., Vol. **10**, No. 3, September 2001.

[MacDonald 96] N. C. MacDonald,
SCREAM MicroElectroMechanical Systems,
Microelectronic Engineering, Vol. 32, pp. 49-76, 1996.

[Madou +02] M. J. Madou
Fundamentals of MICROFABRICATION : The Science of Miniaturization, Second Edition,
CRC PRESS New York, 2002.

[McCord 98] M. A. McCord, A. Dana, and R. F. W. Pease,
The micromechanical tunneling transistor,
J. Micromech. Microeng., Vol. **8**, pp. 209-212, 1998.

[Mita +02] M. Mita, H. Toshiyoshi, K. Kakushima, G. Hashiguchi, D. Kobayashi, J. Endo, Y. Wada, and H. Fujita
Characterization of Bulk Micromachined tunneling tip integrated with positioning actuator,
Proceedings of 15th Int. Conf. On Micro Electro Mechanical Systems, Las Vegas, pp. 352-355, 2002.

[Mohanty +02] P. Mohanty, D. A. Harrington, K. L. Ekinci, Y. T. Yang, M. J. Murphy, and M. L. Roukes
Intrinsic dissipation in high-frequency micromechanical resonators,
Phys. Rev. B, Vol. **66**, pp. 85416-85430, 2002.

[Mura 96] H. Mura, and A. Nishimura,
Effect of Phosphorous doping on crystallization-induced stress of silicon thin films,
JSME International Journal, Series A, Vol. **39**, No. 4, pp. 620-625, 1996.

[Quévy +02] E. Quévy,
Élaboration et caractérisation de technologies microsystèmes avancées : structures d'actionnement tridimensionnelles et résonateurs électromécaniques à entrefer latéral nanométrique,
Manuscrit de thèse, USTL, Spécialité électronique, décembre 2002.

[Reulet 00] B. Reulet, A.Yu. Kasumov, M. Kociak, R. Deblock, I. I. Khodos, Yu. B. Gorbatov, V. T. Volkov, C. Journet, and H. Bouchiat

Acoustoelectric Effects in Carbon Nanotubes,

Physical Review Letters, Vol. 85, Number 13, pp. 2829-2832, September 2000.

[Rollot +00] Y. Rollot,

Micro-manipulations par adhésion : modélisations dynamiques et expérimentations,

Manuscrit de these, doctorat présenté à l'Université Pierre et Marie Curie, 2000.

[Salvetat 99] J.-P. Salvetat, G. A. D. Briggs, J.-M. Bonard, R. R. Bacsa, A. J. Kulik, T. Stöckli, N. A. Burnham, and L. Forró

Elastic and Shear Moduli of Single-Walled Carbon Nanotube Ropes,

Phys. Rev. Letters, Vol 82, No. 5, pp. 944-947, Feb 1999.

[Schonenberger 90] C. Schonenberger, and S.F. Alvarado,

Observation of single charge carriers by force microscopy,

Phys. Rev. Lett. 65, 3162-3164 (1990).

[Stern 88] J.E. Stern, B.D. Terris, H.J. Mamin, and D. Rugar,

Deposition and imaging of localized charge in insulator surfaces using a force microscope,

Appl. Phys. Lett. 53, 2717-2719 (1988).

[Thelander +02] C. Thelander and L. Samuelson,

AFM manipulation of carbon nanotubes: realization of ultra-fine nanoelectrodes,

Nanotechnology Vol. 13, pp. 108-113, 2002.

[Yang +01] Y. T. Yang, K. L. Ekinici, X. M. H. Huang, L. M. Schiavone, M. L. Roukes, C. A. Zorman and M. Mehregany

Monocrystalline silicon carbide nanoelectromechanical systems,

Applied Physics Letters, vol.78, Number 2, pp. 162-164, 8 January 2001.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce manuscrit s'intéresse à l'intégration, et la caractérisation physique de nanostructures pour les technologies de l'information et de la communication. Il a permis d'aborder les techniques de fabrication par procédé de micro-usinage de surface, la modélisation des forces intersurfaciques et de l'oxydation thermique, et la conception de résonateurs électromécaniques pour la téléphonie mobile.

La première partie a porté sur la conception et la fabrication de résonateurs électromécaniques à transduction capacitive pour des applications de filtrage dans les radiofréquences (0,8-2,4 GHz). Pour atteindre de telles spécifications, la démarche adoptée consista à utiliser les outils de lithographie électronique disponibles à l'IEMN pour réduire au maximum les dimensions des parties vibrantes. Deux types de dispositifs ont ainsi été réalisés. Dans les deux cas, le résonateur est excité dans un mode de flexion latérale, et un entrefer de largeur nanométrique (inférieur à 50 nm) est requis afin de garantir une efficacité de transduction suffisamment élevée. Le premier dispositif repose sur l'utilisation de l'extrémité d'une pointe de silicium en tant partie vibrante, et le second emploie une lame encastrée à sa base. Dans la première configuration, le recours à une étape de lithographie électronique était indispensable pour la définition et le positionnement des électrodes latérales par rapport au résonateur. Cette phase d'alignement particulièrement délicate a mis en lumière la nécessité de préserver, dès leur fabrication, les marques d'alignement électronique de la totalité des étapes technologiques associées au dispositif en lui-même. Ce verrou technologique a été contourné dans le cadre du second type de dispositif. En effet, dans ce cas, les électrodes latérales en polysilicium étaient définies par photolithographie classique, et auto-alignées par rapport au résonateur grâce à un procédé de planarisation basé sur l'enduction et le fluage d'une résine épaisse, suivis d'une gravure RIE permettant la séparation, au sommet des lames, du second niveau structurel. L'obtention d'une largeur d'entrefer inférieure à 30 nm a été possible avec ce procédé. La caractérisation en transmission directe réalisée sur des dispositifs avec une fréquence de résonance attendue aux alentours de 1,05 GHz, a permis l'observation de pics d'atténuation (résonance parallèle) centrés sur 1,12 GHz, et associés à un coefficient de qualité maximal de 4300. La résonance série associée au comportement « motionnel » du résonateur n'a pourtant pu être clairement observée, du fait d'un niveau de couplage capacitif direct élevé masquant le courant motionnel. Pour réduire ce couplage, il était nécessaire d'accroître le niveau de tension de polarisation continue appliquée, amenant le résonateur dans un régime de non-linéarité mécanique, et empêchant toute mesure fiable du facteur de qualité de la résonance série. Une méthode de mesure indirecte basée sur la non-linéarité des transducteurs capacitifs est proposée à la fin du chapitre, et constitue une solution possible quant à la caractérisation en hautes fréquences des résonateurs électromécaniques à transduction capacitive.

La réalisation d'un filtre nano-électromécanique à base de pointe vibrante a ouvert la voie à des axes de recherche connexes, dont celui qui fait l'objet du deuxième chapitre du manuscrit. En l'occurrence, il s'agit d'un modèle analytique du mécanisme d'oxydation thermique et d'effilage de pointes en silicium. Ce modèle intègre les effets des contraintes mécaniques sur la cinétique d'oxydation, et inclut un modèle de fluide purement visqueux pour décrire le comportement rhéologique de la silice. D'autre part, une technique de sous-relaxation a été mise en œuvre afin de garantir la stabilité numérique de l'algorithme de

résolution du problème. Le modèle a été validé expérimentalement pour des oxydations thermiques en ambiance sèche, et des températures de 1000 et 1100°C (pour lesquelles la composante élastique de la silice n'intervient pas).

Le troisième chapitre est consacré au phénomène indésirable *a priori* qu'est la stiction. Dans un premier temps, il s'agissait d'établir la distribution spatiale des forces intersurfaciques survenant entre l'apex d'une nanopointe de silicium et la pointe d'un cantilever AFM. Ainsi, une force d'adhésion maximale de l'ordre 470 nN a été établie pour des mesures réalisées à pression et température ambiante. La motivation de cette étude reposait sur la volonté de s'affranchir de la stiction qui peut apparaître à la fin du procédé de fabrication du filtre à base de pointe vibrante (au moment de la gravure de la couche sacrificielle), voire au cours de son fonctionnement. Compte tenu de la valeur maximale extraite des forces d'adhésion, un modèle analytique conclut l'étude, permettant le dimensionnement de la couche sacrificielle en fonction de la fréquence centrale visée du filtre (employant le même type de nanopointe que celle utilisée au cours des mesures). Dans la seconde étude en rapport avec la stiction, les forces d'adhésion intersurfaciques sont utilisées afin d'opérer intentionnellement un lien irréversible entre des structures libérées initialement du substrat et ce dernier. Ce travail de recherche a été mené dans le cadre de techniques d'auto-assemblage tridimensionnel de structures en film mince (plateau, miroir...), à l'aide d'actionneurs intégrés SDA. Plus spécifiquement, il s'agissait de proposer une alternative aux systèmes de fixation par serrage mécanique. Ainsi, un modèle de conception a été développé, afin de déterminer un dimensionnement spécifique des structures (SDA, poutres de support) pour lequel le verrouillage de la structure assemblée était contrôlé et garanti par des effets tribologiques. Ce modèle a été validé expérimentalement, et la stiction des SDA et de leurs poutres de jonction était suffisante pour maintenir la position d'équilibre d'un plateau rotatif élevé au-dessus du substrat.

Le dernier chapitre de ce document expose les perspectives et travaux en rapport avec les sujets d'étude développés dans les chapitres précédents. Ainsi, le premier travail concerne la réalisation d'un dispositif de filtrage électromécanique à transduction magnétostatique. En l'occurrence, la partie vibrante du dispositif consiste en un nanotube de carbone suspendu en travers d'une fente qui perce une membrane en film mince (nitrure de silicium). Le procédé de fabrication complet du démonstrateur est présenté, ainsi qu'un modèle permettant la simulation de la réponse en transmission du dispositif. La seconde étude est consacrée à la présentation d'un dispositif de filtrage électromécanique basé sur une détection tunnel du courant motionnel. Enfin, la troisième et dernière étude en cours repose sur la réalisation d'un nano-préhenseur à surface adaptative. Ce dispositif permet d'effectuer distinctement une saisie et une dépose d'un objet de taille micro- ou nanométrique, en s'appuyant sur la dépendance des forces d'adhésion entre surfaces à l'égard de la géométrie du contact. Le démonstrateur intègre une poutre (dont la surface est fonctionnalisée) comme organe de saisie, et les extrémités effilées de cinq pointes en silicium comme organe de dépose. La technologie de fabrication du dispositif est détaillée dans cette partie.

ANNEXES

ANNEXES.....	233
ANNEXE A : Procédé de fabrication du filtre nano-électromécanique à base de nanopointe vibrante.....	234
I Détails des niveaux de masques :.....	234
II Description détaillée du procédé de micro-usinage de surface	237
ANNEXE B : Procédé de fabrication du filtre nano-électromécanique à base de lame vibrante	246
ANNEXE C : Procédé de fabrication des membranes trouées.....	251
I Organisation du jeu de masques :.....	251
II Description détaillée du procédé de micro-usinage de surface	252
ANNEXE D : Procédé de fabrication du nano-préhenseur à surface adaptative.....	256
ANNEXE E : Données technologiques de certains matériaux et résines.....	264

ANNEXE A : Procédé de fabrication du filtre nano-électromécanique à base de nanopointe vibrante

I Détails des niveaux de masques

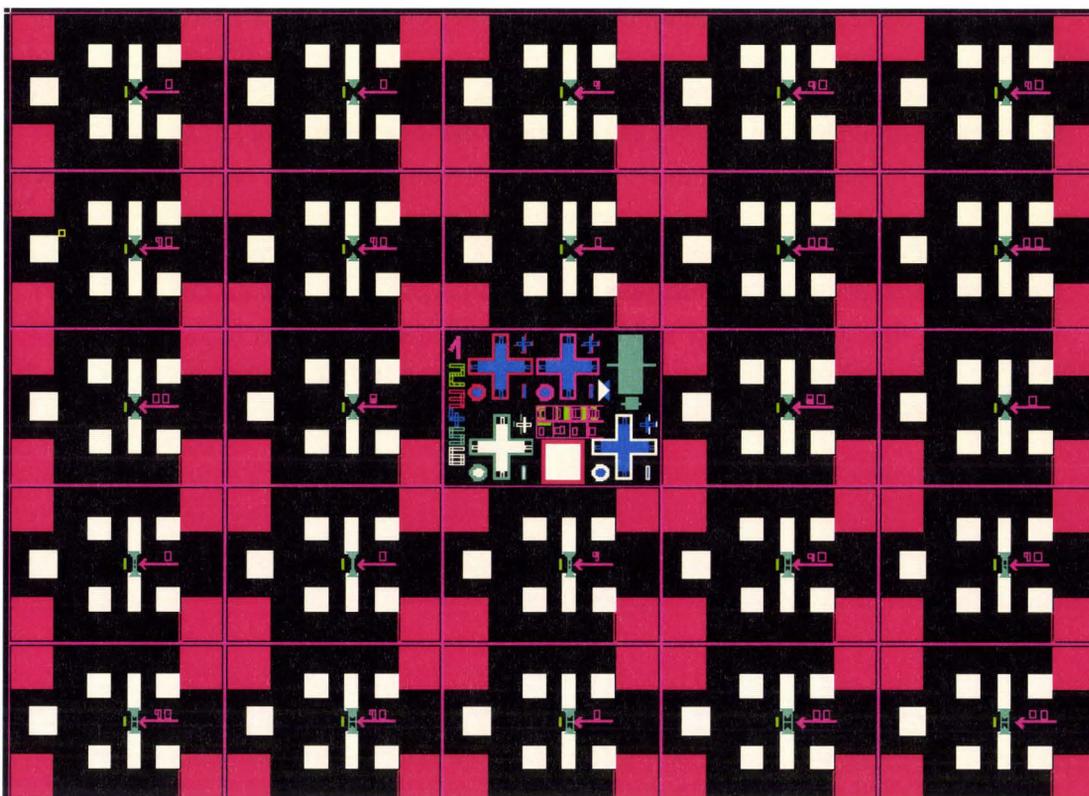


Figure 1 : Superposition des différents niveaux de masque correspondant au procédé de fabrication retenu. Réticule élémentaire => 24 cellules dédiées au dispositif de filtrage, 1 cellule contenant les motifs d'alignement.

Le réticule élémentaire est divisé en plusieurs cellules, chacune d'entre elles comportant un ou 10 disques (voire 2nd niveau), selon que le dispositif final soit composé d'un seul ou plusieurs résonateurs (pointes vibrantes) en parallèle. Dans les deux cas, à chaque cellule est alloué un diamètre de disque fixe : de 0.6 μm à 4 μm . La configuration employant les disques en parallèle a deux buts : investiguer les effets de la dispersion géométrique émanant de l'enchaînement des étapes technologiques, sur la fréquence de résonance des résonateurs qui sont à priori de conception identique ; sommer les courants motionnels au niveau de l'électrode de détection. D'autre part, la déclinaison des diamètres des disques sur l'ensemble du masque permettra de recueillir des pointes à la géométrie et aux dimensions variables (rayon de courbure à l'apex, hauteur, rapport d'aspect...).

⇒ 1^{er} niveau : définition des marques d'alignement électroniques

Ce niveau réalisé à l'aide d'une écriture directe a pour but de définir les marques d'alignement électronique (trous ou plots), qui vont servir dans l'étape finale de réaligement des électrodes latérales par rapport au résonateur (apex de la nanopointe). Les dimensions et écartements entre ces marques sont figés par les spécifications du masqueur électronique (système LEICA) : carrés de $8\ \mu\text{m}$ de large, avec un espacement minimal de $50\ \mu\text{m}$.

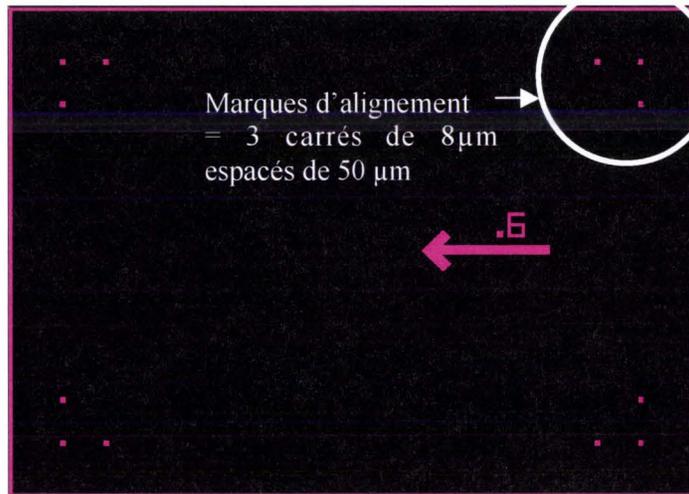


Figure 2 : Détails du premier niveau (en rose) sur une cellule : définition des marques d'alignement électronique.

⇒ 2nd niveau : définition du masque des résonateurs.

Le 2nd niveau correspond de nouveau à une étape d'écriture directe (réalignement sur les marques électroniques) en vue de dessiner les plots circulaires qui vont servir à définir les résonateurs (pointes).

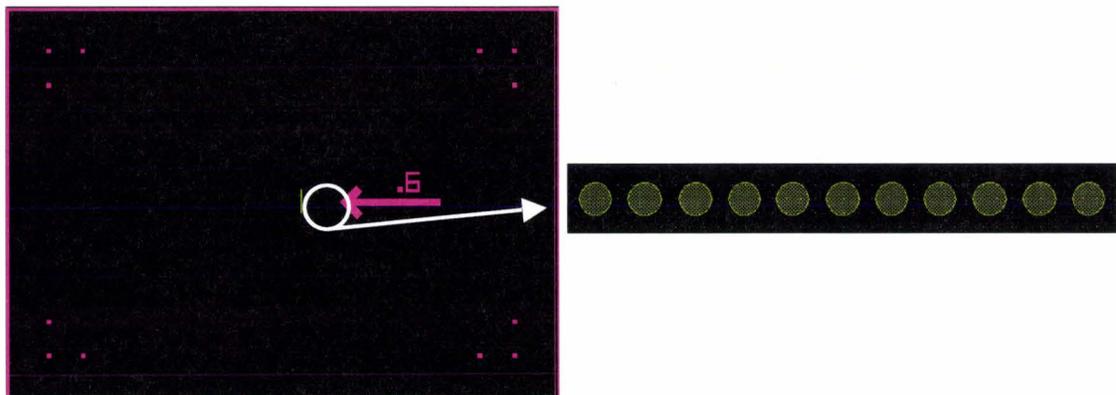


Figure 3 : 2nd niveau (en vert) : définition des disques en vue de la fabrication des pointes. Zoom sur une rangée de disques : partie vibrante = 10 pointes en parallèle.

⇒ 3^{ème} niveau : protection des marques d'alignement électronique

Le troisième niveau correspond à un niveau optique dont la seule fonction est de masquer et préserver les marques d'alignement électronique en vue du réaligement électronique final (définition des électrodes latérales).

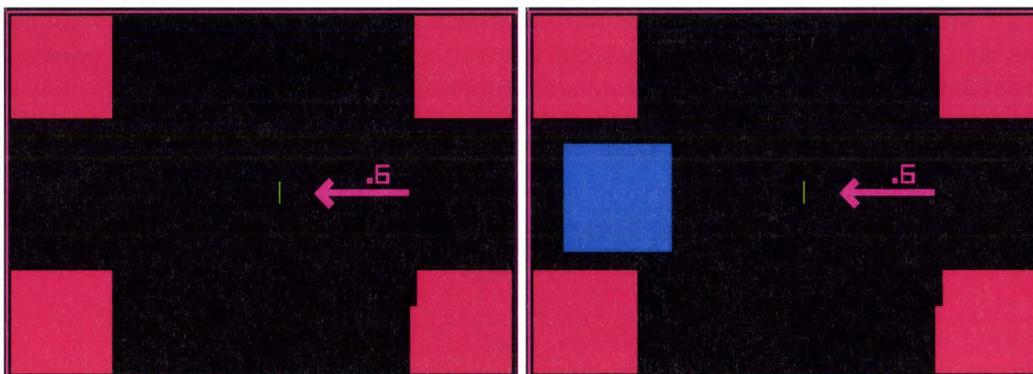


Figure 4 : (à gauche) Détail du 3^{ième} niveau indiqué en rouge : plots masquant les marques d'alignement électroniques. (à droite) Détail du 4^{ième} niveau indiqué en bleu : plot de contact pour appliquer la tension continue.

⇒ 4^{ième} niveau : contact du plot de polarisation continue.

Le 4^{ième} niveau est de nouveau une étape de photolithographie classique. Il s'agit de récupérer un plot de contact sur la couche métallique recouvrant le résonateur. Ce plot sera employé pour appliquer la tension de polarisation continue du résonateur.

⇒ 5^{ième} niveau : définition des électrodes latérales.

Le dernier niveau sert à définir les électrodes d'excitation, et de détection, disposées de part et d'autre du sommet des points. Il s'agit d'un réalignement électronique par rapport au niveau ayant servi à définir les disques. Le succès de cette étape est conditionné par la qualité (flancs, dimensions, contraste électronique...) des marques d'alignement électroniques définies au début du procédé de fabrication.

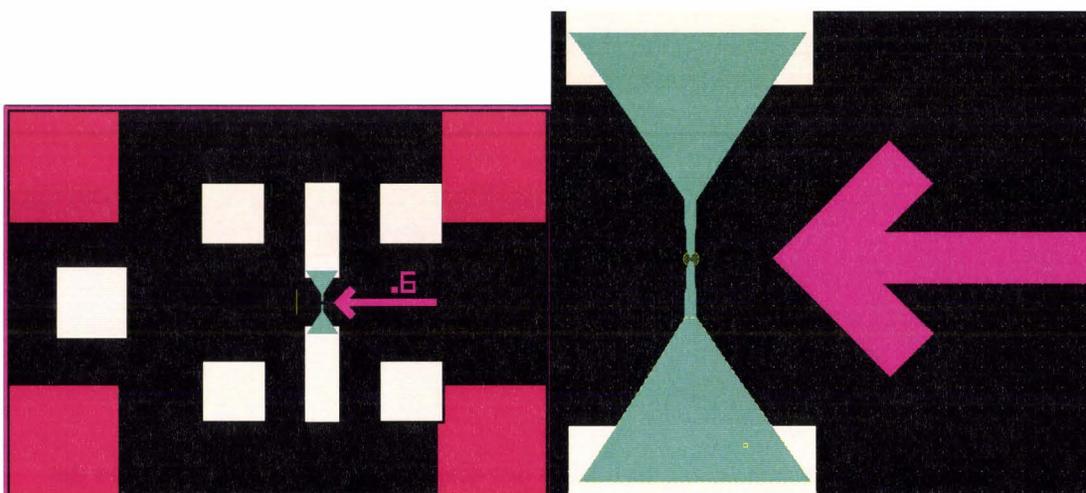


Figure 5 : Détails du 5^{ième} niveau (en blanc et vert foncé) : définition des électrodes latérales. (à gauche) Vue d'ensemble sur une cellule élémentaire. (à droite) Zoom sur la partie concernant l'alignement des électrodes par rapport au centre du disque défini dans le 2nd niveau.

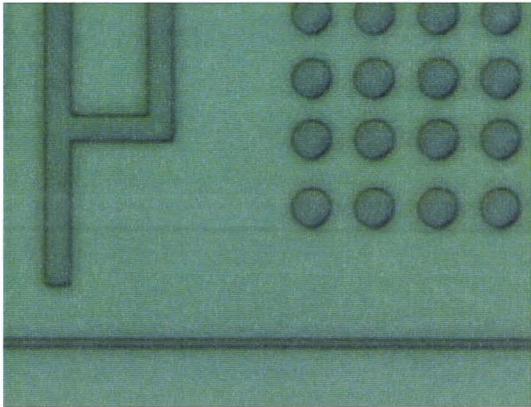
La topologie des électrodes correspond à celle d'un trident dont l'extrémité du doigt central coïncide avec le centre du / des disques définis dans le 2nd niveau. L'écartement et la largeur des doigts sont imposés par les dimensions des accès coplanaires nécessaires pour la caractérisation RF du dispositif.

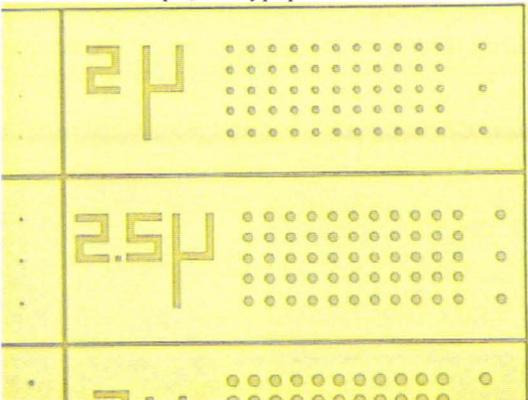
II Description détaillée du procédé de micro-usinage de surface

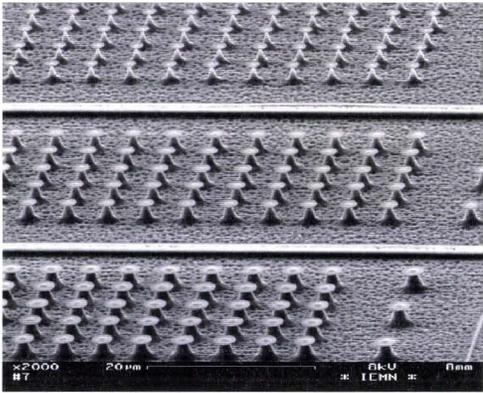
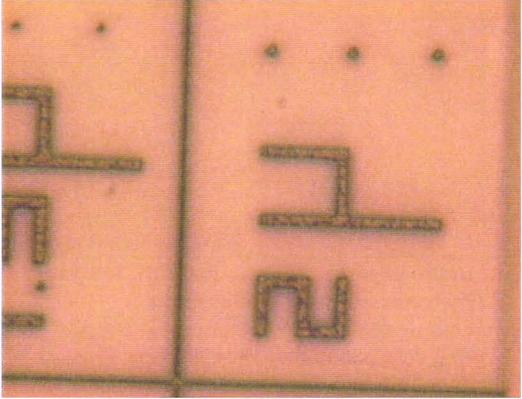
Le tableau ci-dessous correspond au procédé de fabrication du dispositif de filtrage nano-électromécanique à base de pointe vibrante. L'enchaînement des étapes technologiques est listé de façon détaillée. Ces étapes sont indiquées dans le tableau ci-après, selon le schéma suivant:

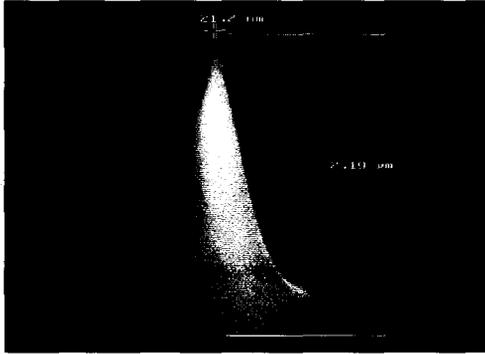
N° d'étape	Intitulé But Matériel utilisé Paramètres Données de contrôle Remarques
------------	---

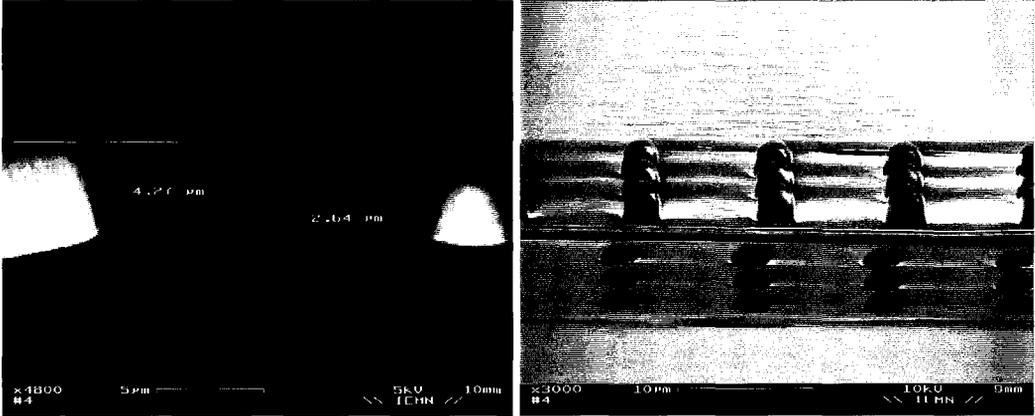
1	<p>Nettoyage du substrat Éviter toute contamination et génération de défauts lors de l'étape suivante Sorbonne de chimie - Bêchers en pyrex – Substrat <100> dopé n de résistivité 5 – 10 Ω.cm. Solution Pirhaña (50% d'acide sulfurique concentré H₂SO₄, 50% de peroxyde d'hydrogène H₂O₂) => durée d'immersion fixée par la fin de la réaction exothermique. Rinçage abondant à la pissette d'Eau dés-ionisée (EDI) + immersion dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Trempage de 1 min + rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
2	<p>Lithographie électronique n°1 Masque 1, définition des trous d'alignement électronique Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBPG5000+. Enduction promoteur d'adhérence HMDS (Hexaméthylsilazane). Vitesse 1500tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 12 sec. Enduction Résine Copo. EL 13% (MAA 8,5) (solvant ethyl lactate, 13% solide, viscosité 60 mPa.s). Vitesse 1500tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 12 sec. Recuit plaque 80°C pdt. 1 min + étuve 170°C pdt. 30min. Écriture électronique : dose 250 μC/cm², courant 43nA, résolution 50 nm., tension 50 keV Préparation solution de révélation : mélange MIBK (solvant méthyl isobutyl kétone) / IPA (alcool isopropylique) => ratio 1/2 = 30 ml / 60 ml, agitation 150 tr/min pdt. 2 min. Révélation dans bain MIBK / IPA pdt. 1 min à 1 min 30 sec (agitation 110 tr/min) + immersion bain IPA pdt. 30 sec (agitation 110 tr/min) + rinçage pissette IPA 5 sec. Épaisseur : 1,26 μm.</p>
3	<p>Gravure RIE Formation des trous d'alignement. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ = 12 sccm, O₂ = 10 sccm, N₂ = 10 sccm, Puissance 55 W, Pression 25 mT. Tension d'autopolarisation = 235 V Temps 9min30sec. (+15 sec. pour uniformité). Laser sur Copo EL 13% ; 5,5 Tosc. Vitesse (Si) 120 nm/min, Vitesse (Copo EL 13%) 130 nm/min Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 71.</p>
4	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus</p>

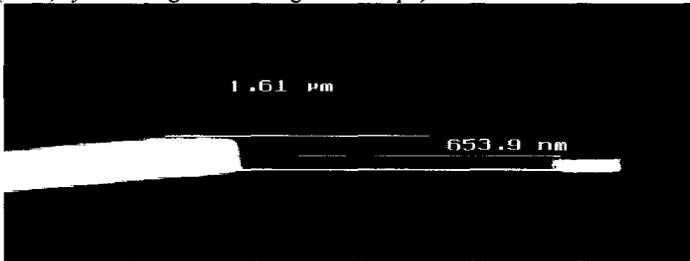
	<p>Gaz : O₂ = 30 sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Accord Impédance automatique. Profondeur des trous après gravure : 1,15µm</p>
5	<p>Nettoyage de la résine - Étapes nécessaires si résidus de résine électronique. Sorbonne de chimie pour solutions 1) Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 :1 Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typique 30 - 45 min. 2) Exposition, lampe Deep UV pdt. 20 min Immersion MIBK (agitation 110 tr/min) pdt. 10min.</p>
6	<p>Dépôt Oxyde de silicium PECVD. Couche de masquage SiO₂ pour la gravure des piédestaux de silicium. Oxford PlasmaLab 80 Plus $\eta_{\text{SiO}_2} = 1.45$. Gaz : SiH₄ = 250sccm, N₂O = 700sccm, Puissance : 20Watts, Pression : 1Torr, Température : 300°C. Temps = 484sec. Épaisseur = 350 nm.</p>
7	<p>Lithographie électronique n°2 Masque 2, définition des plots circulaires. Réalignement par rapport aux trous d'alignement électronique. Recuit substrat sur plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBPG5000+. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 3000tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 20 sec. Enduction Résine SAL 601 (base de type Novolak) Vitesse 2000tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 15 sec. Recuit plaque 105°C pdt. 3min. Dose 11µC / cm² ; courant 12 nA ; résolution 10 nm, tension 50 keV. Développement avec MF 322 pur (tétraméthylamonium hydroxyde, normalité = 0,26 eq/l) => immersion dans 2 bains successifs, pdt. 2*5 min (agitation 120 tr/min). Rinçage à l'eau DI. Épaisseur moyenne résine :463 nm</p>  <p>Disques définis dans la couche de SAL601 de 3µm de diamètre.</p>
8	<p>Gravure RIE Étape de gravure pour transférer les disques de résine dans la couche de SiO₂. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CF₄ = 40 sccm, CHF₃ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 11 min30 sec (+15sec. pour uniformité) Laser sur SiO₂ : 1,6 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
9	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine SAL 601. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 30 sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Accord Impédance automatique.</p>

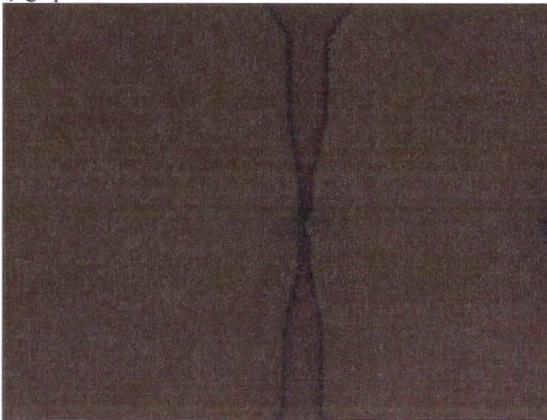
	Épaisseur marche après gravure : $\text{SiO}_2 = 370 \text{ nm}$.
10	<p>Nettoyage de la résine</p> <p>- Étape nécessaire si des résidus de résine électronique subsistent.</p> <p>Sorbonne de chimie pour solutions</p> <p>Bain pirhaña : $\text{H}_2\text{SO}_4 / \text{H}_2\text{O}_2$ 1 : 1</p> <p>Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typique 30 - 45 min.</p>
	 <p>Disques définis dans la couche de SiO_2 de diamètre variable.</p>
11	<p>Dépôt de nitrure de silicium Si_xN_y faiblement contraint</p> <p>Protection des trous d'alignement.</p> <p>Four de dépôt LPCVD Tempres Amtech 4''.</p> <p>$\text{NH}_3 = 10 \text{ sccm}$, $\text{SiH}_2\text{Cl}_2 = 20 \text{ sccm}$, Pression = 100mTorr, Température = 800 °C</p> <p>$\eta_{\text{Si}_x\text{N}_y} = 2.1$</p> <p>Temps = 4 heures 5 min ; Epaisseur = 700 nm</p> <p><i>Le nitrure faiblement contraint présente l'avantage d'avoir une vitesse de gravure quasi – nulle dans le BE 7 :1, en comparaison de l'oxyde de silicium.</i></p>
12	<p>Lithographie optique n°1</p> <p>Masque 3, Niveau motifs protection des trous. Résine négative.</p> <p>Tournette Optique BLE Aligner Suss MicroTec MA6BA6</p> <p>Enduction résine AZ5214, Vitesse 3000tr./min ; Accélération 4 ; Temps 60secs.</p> <p>1^{er} recuit plaque 120°C pdt. 1min.</p> <p>1^{ère} exposition pdt. 1,8 sec Mode Hard-contact (7mW/cm²)</p> <p>2nd recuit plaque : 120°C pendant 35sec.</p> <p>2^{nde} exposition sans Masque pdt. 30 sec, Mode e-flood (7mW/cm²). Inversion des motifs.</p> <p>Développement avec MIF 726 (2,38% de tétraméthylammonium hydroxyde avec surfactant, normalité = 0,261 eq/l) pendant 18 sec</p> <p>Rinçage à l'eau DI.</p> <p>Épaisseur moyenne résine AZ5214 : 1.625µm</p>
13	<p>Gravure RIE</p> <p>Gravure des plots de protection dans la couche de nitrure Si_xN_y.</p> <p>Oxford PlasmaLab 80 Plus</p> <p>Gaz : $\text{CF}_4 = 40 \text{ sccm}$, $\text{CHF}_3 = 40 \text{ sccm}$, Puissance 125 W, Pression 50 mT.</p> <p>Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 24 min 30 sec (+15sec. pour uniformité).</p> <p>Laser sur Si_xN_y : 4,6 Tosc.</p> <p>Accord Impédance automatique.</p>
14	<p>Gravure RIE</p> <p>Nettoyage des résidus de résine AZ5214.</p> <p>Oxford PlasmaLab 80 Plus</p> <p>Gaz : $\text{O}_2 = 20 \text{ sccm}$, Puissance 200 W Pression 50 mT.</p> <p>Tension d'autopolarisation = 690 V Temps 250sec.</p> <p>Laser sur AZ5214 : environ 6 Tosc.</p> <p>Accord Impédance automatique.</p> <p>Épaisseur moyenne Si_xN_y : 700 nm.</p>
15	<p>Gravure RIE</p> <p>Gravure des piédestaux de silicium. Plusieurs recettes de gravure ont été mises au point (voir chapitre 1).</p>

	<p>Selon l'état du bâti, (pollué éventuellement par les gravures précédentes), un nettoyage de la chambre est requis (plasma O₂).</p> <p>Les données d'un plasma caractéristique de cette étape sont consignées ci-dessous. Les paramètres des étapes technologiques suivantes dépendent de cette étape (hauteur de marche, rayon de courbure à l'apex des piédestaux...).</p> <p>Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ = 12 sccm, O₂ = 10 sccm, Puissance 50 W, Pression 25 mT. Tension d'autopolarisation = 180 V. Temps : déterminé par la largeur et la hauteur désirées des pointes (contrôle régulier au MEB). On suppose Tps = 9 min 30 sec Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 83. Épaisseur moyenne marche SiO₂ / Si: 3,8 µm.</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;">   </div> <p>(à gauche) : photographie MEB des piédestaux de silicium couverts par un chapeau d'oxyde (3 diamètres de disques différents). (à droite) : photographie microscope optique prise au niveau de la même zone.</p>
16	<p>Gravure chimique masque SiO₂ PECVD Gravure des chapeaux d'oxyde. Sorbonne de chimie solutions halogénées Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Temps caractéristique = 7 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
17	<p>Gravure chimique d'éventuels polymères, et résidus organiques, couche de passivation SiO_xF_y. Nettoyage de polymères, et couche de passivation SiO_xF_y qui aurait pu se former pendant la gravure RIE du silicium. Sorbonne de chimie. Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1 Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typique 30 – 45 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
18	<p>Gravure chimique oxyde. Gravure de l'oxyde qui a pu croître du fait de la réaction chimique avec la solution de pirhaña. Sorbonne de chimie solutions halogénées Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1, moins de 1 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
19	<p>N Cycles d'oxydation thermique (ambiance sèche, ou humide) et gravure chimique de l'oxyde. Ci-dessous paramètres typiques d'oxydation => oxyde sec. a) Oxyde pour effiler les piédestaux de silicium Four d'oxydation Tempress Amtech 4'' Gaz : O₂ / 2,5 slm, Température : 1100°C Temps = 6h30, épaisseur = 350 nm (mesurée sur substrat <100>). b) Gravure chimique de l'oxyde thermique Répétition de l'étape n°16 => temps d'immersion dans BE 7 : 1 ajusté en fonction de l'épaisseur d'oxyde.</p> <p><i>Remarque : Le nombre de cycles, ainsi que les paramètres d'oxydation sont déterminés en fonction de la fréquence visée du résonateur : angle d'ouverture au sommet des pointes, hauteur, et rayon de courbure au sommet. L'ajustement des paramètres d'oxydation s'effectue à partir du modèle d'oxydation de pointes</i></p>

	<p>décrit dans le chapitre 2.</p>  <p>Photographie MEB d'une pointe obtenue à la suite de la gravure RIE décrite à l'étape n°15, + 2 cycles d'oxydation sèche (1100°C, 6h30 min) et gravure chimique de l'oxyde.</p>
20	<p>Lithographie optique n°2 Masque 3, Niveau motifs protection des trous d'alignement électronique. Tournette TP6000 avec Capot Alineur, KarlSuss MA750 Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 2500tr./min ; Accélération 2500tr./min² ; Temps 12sec. Enduction résine S1818, Vitesse 2500tr./min ; Accélération 2500tr./min² ; Temps 12sec. 1^{er} recuit 110°C pdt. 1min. Exposition pdt. 4sec. Puissance 13.5mW/cm², plaquage à 450g, révélation dans MF319 pdt. 25sec. Recuit final 120°C pdt. 3 min. Épaisseur 1.3µm.</p>
21	<p>Gravure RIE Si_xN_y. Gravure des plots de protection dans la couche de nitrure Si_xN_y. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CF₄ = 40 sccm, CHF₃ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 24 min 30 sec (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 4,6 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
22	<p>Gravure RIE résidus de résine S1818. Nettoyage des résidus de résine S1818. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 20 sccm, Puissance 200 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 690 V Laser sur S1818. Détection de fin d'attaque : transition S1818 → silicium Accord Impédance automatique.</p>
23	<p>Dépôt d'or par pulvérisation cathodique Couche métallique pour polariser les pointes. Bâti d'évaporation Alcatel. Nettoyage de la cible, plasma Ar temps : 4 min, puissance : 150 Watts, pression : 10⁻² mbar. Évaporation, plasma Ar, puissance : 150 Watts, pression : 10⁻² mbar, temps = 1 min20 sec. Épaisseur déposée = 15 nm</p> <p><i>Remarque : On préfère un dépôt par pulvérisation plutôt qu'une évaporation pour s'assurer du recouvrement des flancs des structures.</i></p>
24	<p>Dépôt de chrome par pulvérisation cathodique Couche matériau sacrificiel. Bâti d'évaporation Alcatel. Nettoyage de la cible, plasma Ar temps : 4 min, puissance : 150 Watts, pression : 10⁻² mbar. Évaporation, plasma Ar, puissance : 250 Watts, pression : 10⁻² mbar, temps = 4 min20 sec. Épaisseur déposée = 50 nm</p> <p><i>Remarque : idem que pour le dépôt d'or. Le choix du matériau sacrificiel s'est porté sur le chrome en raison de la sélectivité d'attaque suffisante entre les autres matériaux et celui-ci au moment de l'attaque chimique du chrome (dernière étape).</i></p>

	 <p>Photographie MEB de la même pointe que celle présentée à l'étape n°19, ayant subi l'étape 20 et 21. Hauteur des pointes présentées ci-dessus, avant poursuite du procédé de fabrication = 2,35 μm.</p>
25	<p>Dépôt Oxyde de silicium PECVD. Couche isolante pour séparer les électrodes d'excitation et de détection, de la couche de polarisation continue. Oxford PlasmaLab 80 Plus $\eta_{\text{SiO}_2} = 1.45$. Gaz : $\text{SiH}_4 = 250\text{sccm}$, $\text{N}_2\text{O} = 700\text{sccm}$, Puissance : 20Watts, Pression : 1Torr, Température : 300°C. L'épaisseur déposée est choisie de sorte à recouvrir complètement les pointes ($T_{\text{SiO}_2} = h_{\text{pointes}} + 0,15 \mu\text{m}$). Dans le cas des structures présentées => Temps = 2423 sec. Épaisseur = 2,5 μm. <i>Remarque : à l'issue du dépôt, on obtient des demi-sphères de silice à l'emplacement des pointes.</i></p>  <p>Formation de demi-sphères de silice (rayon = 2,65 $\mu\text{m} > T_{\text{SiO}_2} = 2,5 \mu\text{m}$).</p>
26	<p>Enduction de résine épaisse 1^{ère} étape de planarisation Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques). Enduction Résine AZ4562 (solvant PGMEA) Vitesse 4000tr./min ; Accélération 3000tr./min² ; Temps 40sec. Attendre 3 min capot fermé, puis 7 min capot ouvert. Recuit 110°C pdt. 3min. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 3.55 μm Hauteur de marche avant = 2,35 μm, hauteur de marche après = 0,9μm</p>
27	<p>Gravure RIE 2^{ème} étape de planarisation Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 / 40 \text{ sccm}$, puissance 100W, Pression 300mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 370 V. Vitesse gravure AZ4562 : 170 nm/min Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Temps à ajuster de sorte à atteindre la partie supérieure du relief des structures. Temps 7min, nombre de périodes d'oscillations : 6,3 Tosc (1,2 μm de résine gravée).</p>
28	<p>Gravure RIE 3^{ème} étape de planarisation</p>

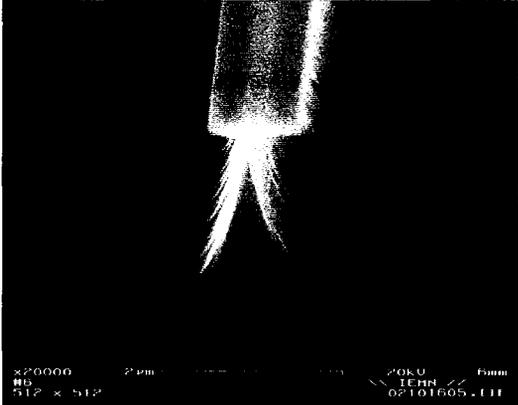
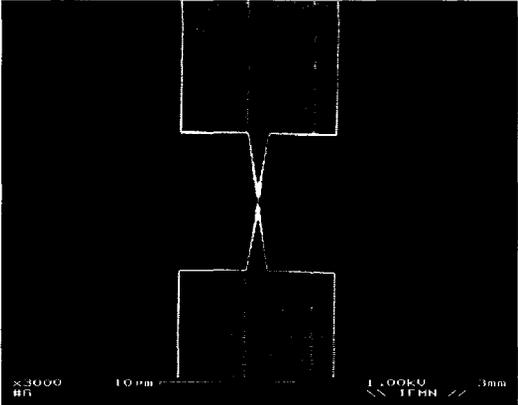
	<p>Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CHF₃ / 40 sccm, CF₄ / 40 sccm, puissance 125 W, Pression 50 mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 480 à 520 V. Vitesse gravure AZ4562 : 36 nm/min Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Fin d'attaque : détection transition AZ4562 => SiO₂. Temps 65 min, nombre de périodes d'oscillations : 12,4 Tosc (2,35 µm de résine gravée).</p>
29	<p>Nettoyage résine S'assurer de l'élimination complète de la résine. Sorbonne de chimie Bain acétone : immersion 5 min + rinçage à la pissette d'acétone, puis rinçage à la pissette d'IPA, et enfin séchage azote.</p>
30	<p>Contrôle Planarisation MEB & itération des étapes 23 à 26 si nécessaire. Déterminer si les demi – sphères de silice sont suffisamment rabotées. Contrôle au MEB (LEO, système Digital scanning microscope)</p>  <p>Hauteur de marche avant = 2,35 µm, hauteur de marche après = 720 nm Étape 23 => idem Étape 24 => Temps 16 min, nombre de périodes d'oscillations : 10,8 Tosc (2,05 µm de résine gravée).. Étape 25 => Temps 42 min, nombre de périodes d'oscillations : 8 Tosc (1,5 µm de résine gravée).. Étape 26 => idem Hauteur de marche avant = 720 nm, hauteur de marche après ≈ 0 nm</p>
31	<p>Gravure RIE Ajuster la hauteur de dégagement de l'apex des pointes Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CHF₃ / 40 sccm, CF₄ / 40 sccm, puissance 125 W, Pression 50 mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 480 à 520 V. Vitesse gravure SiO₂ : 29 nm/min Laser sur SiO₂ : 1 période d'oscillation = 225 nm. Temps 10 min 20 sec, nombre de périodes d'oscillations : 1,33 Tosc (300 nm de silice gravée).</p>
32	<p>Nettoyage résine S'assurer de l'élimination complète de la résine. Sorbonne de chimie Bain acétone : immersion 5 min + rinçage à la pissette d'acétone, puis rinçage à la pissette d'IPA, et enfin séchage azote.</p>
33	<p>Lithographie optique n°3 Masque 3 (Niveau motifs protection des trous d'alignement électronique) combiné avec le masque 4 (contact plot DC). Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TPBLE sans Capot (résines optiques épaisses), Aligner Suss MicroTec MA6 / BA6. Induction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Enduction Résine AZ4562, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Exposition pdt. 16,7 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans AZ351B (hydroxyde de sodium) / EDI (1/3) pdt. 1min40sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,65 µm.</p>
34	<p>Gravure RIE du SiO₂. Ouverture (motifs d'alignement électronique et électrode de polarisation DC) dans la couche de SiO₂.</p>

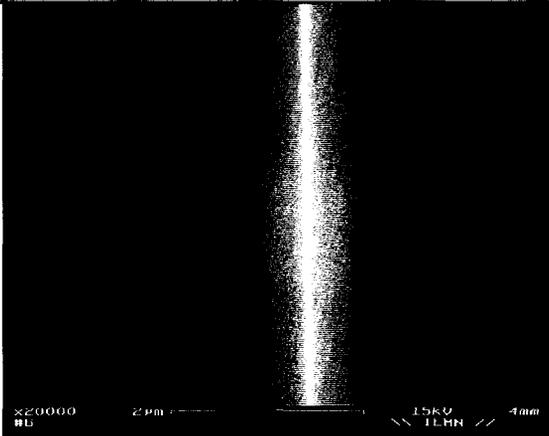
	<p>Oxford PlasmaLab 80 Plus. Gaz : CHF₃ = 40 sccm, CF₄ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 505 V, Vitesse d'attaque : 29 nm/min. Laser sur SiO₂. Détection de fin d'attaque : transition SiO₂ => couche de chrome. Accord Impédance automatique.</p>
35	<p>Gravure RIE des résidus de résine AZ4562. Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 20 sccm, Puissance 200 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 680 V. Laser sur AZ4562. Détection de fin d'attaque : transition résine AZ4562 => SiO₂. Accord Impédance automatique.</p>
36	<p>Lithographie électronique n°3 Masque 5, définition des électrodes latérales. Réalignement par rapport aux trous d'alignement électronique. Recuit substrat sur plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBPG5000+. Induction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 2900tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 12 sec. Induction Résine EL 13 % (MAA 8.5) : solvant éthyl lactate. Vitesse 2900tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 12 sec. → épaisseur 668 nm. Recuit plaque 80°C pdt. 1min. Recuit four à convection 170°C pdt. 30 min sous flux d'azote. Refroidissement pdt. 10 min à l'air ambiant (20°C). Induction Résine PMMA 3 % (495K) : solvant anisole. Vitesse 3400tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 12 sec. → épaisseur 63 nm. Recuit plaque 80°C pdt. 1min. Recuit four à convection 170°C pdt. 30 min sous flux d'azote. Refroidissement pdt. 10 min à l'air ambiant (20°C). Exposition EBPG 5000+ Dose 182μC / cm² ; tension 50 keV. Préparation solution de révélation : mélange MIBK / IPA (1/2 = 30 ml / 60 ml), agitation 150 tr/min pdt. 2 min. Révélation dans bain MIBK / IPA pdt. 1 min 30 sec (agitation 110 tr/min) + immersion bain IPA pdt. 30 sec (agitation 110 tr/min) + rinçage pissette IPA 5 sec.</p>  <p style="text-align: center;">Photo microscope optique des électrodes latérales définies dans le bi – couche électronique.</p>
37	<p>Dépôt de titane (couche d'accroche) et d'or par évaporation Dépôt couche métallique pour définir les électrodes de transduction latérales. Bâti d'évaporation MECA2000 (Custom). Épaisseur Ti = 50 nm. Épaisseur Au = 200 nm</p>
38	<p>Lift - off électrodes de transduction. Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40 Watts), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage par centrifugation.</p> <p><i>Remarque : Etant donnée l'épaisseur de la résine, une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift - off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface du substrat.</i></p>

39	<p>Attaque chimique Chrome</p> <p>Libérer le sommet des pointes.</p> <p>Attaque chimique Chrome (Hoescht) : solution commerciale à base d'ammonium - cérium (IV), nitrate et acide perchlorique diluée dans 5 volumes d'eau DI.</p> <p>Rinçage avec agitation EDI pendant 5 min</p> <p>Rinçage avec agitation Isopropanol pendant 5 min</p> <p>Séchage, échantillon placé face avant vers le haut à 5-10 mm de la plaque, Température = 100°C</p> <p><i>Remarque : C'est la libération de l'entrefer qui fixe le temps de l'attaque. En gravure pleine plaque, la vitesse est de 8 mm/min pour la solution d'attaque préparée.</i></p>
----	---

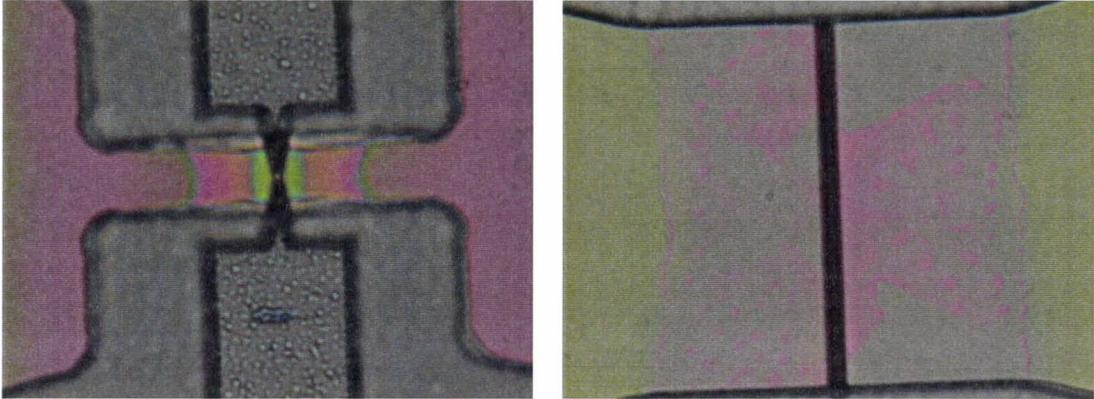
ANNEXE B : Procédé de fabrication du filtre nano- électromécanique à base de lame vibrante

1	<p>Nettoyage du substrat Éviter toute contamination et génération de défauts lors de l'étape suivante Sorbonne de chimie - Bêchers en pyrex – Substrat <100> dopé <i>n</i> de résistivité 5 – 10 Ω.cm. Solution Pirhaña (50% d'acide sulfurique concentré H₂SO₄, 50% de peroxyde d'hydrogène H₂O₂) => durée d'immersion fixée par la fin de la réaction exothermique. Rinçage abondant à la pissette d'Eau dés - ionisée (EDI) + immersion dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Trempage de 1 min + rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
2	<p>Dépôt Oxyde de silicium PECVD. Couche de masquage SiO₂ pour la gravure des piédestaux de silicium. Oxford PlasmaLab 80 Plus $\eta_{\text{SiO}_2} = 1.45$. Gaz : SiH₄ = 250sccm, N₂O = 700sccm, Puissance : 20Watts, Pression : 1Torr, Température : 300°C. Temps = 484 sec. Épaisseur = 350 nm.</p>
3	<p>Lithographie électronique n°1 Masque 1, définition des masques des résonateurs. Recuit substrat sur plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBPG5000+. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 3000tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 20 sec. Enduction Résine SAL 601, Vitesse 2000tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 15 sec. Recuit plaque 105°C pdt. 3min. Dose 11μC / cm² ; courant 12 nA ; résolution 10 nm, tension 50 keV. Développement avec MF 322 pur : immersion dans 2 bains successifs, pdt. 2*5 min (agitation 120 tr/min). Rinçage à l'eau DI. Épaisseur moyenne résine : 463 nm</p>
4	<p>Gravure RIE Étape de gravure pour transférer les disques de résine dans la couche de SiO₂. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CF₄ = 40 sccm, CHF₃ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 11 min30 sec (+15sec. pour uniformité) Laser sur SiO₂ : 1,6 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
5	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine SAL 601. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 30 sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Accord Impédance automatique. Épaisseur marche après gravure : SiO₂ = 370 nm.</p>
6	<p>Nettoyage de la résine - Étape nécessaire si des résidus de résine électronique subsistent. Sorbonne de chimie pour solutions Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1 Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typique 30 - 45 min.</p>
7	<p>Gravure RIE Gravure des lames en silicium. Comme pour le procédé à base de pointes vibrantes, plusieurs recettes de gravure RIE ont été mises au point (voir chapitre 1). Les données d'un plasma caractéristique de cette étape sont consignées ci-dessous. Les paramètres des étapes technologiques suivantes dépendent de cette étape (hauteur de</p>

	<p>marche ...).</p> <p>Oxford PlasmaLab 80 Plus</p> <p>Gaz : SF₆ = 12 sccm, N₂ = 10 sccm, O₂ = 10 sccm, Puissance 55 W, Pression 25 mT.</p> <p>Tension d'autopolarisation = 225 V.</p> <p>Temps : déterminé par la largeur et la hauteur désirées des lames (contrôle régulier au MEB).</p> <p>On suppose Tps = 10 min 30 sec</p> <p>Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 71.</p> <p>Épaisseur moyenne marche SiO₂ / Si: 1,9 µm.</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;">   </div> <p>(à gauche) : photographie MEB des structures en lames couvertes par un chapeau d'oxyde (largeur du masque : 1,2µm).</p> <p>(à droite) : photographie MEB d'une structure avancée comportant deux poutres cantilever de forme triangulaire => une poutre cantilever excitée latéralement par couplage électrostatique, la seconde poutre pour détecter les mouvements par effet tunnel.</p>
8	<p>Gravure chimique masque SiO₂ PECVD</p> <p>Gravure des chapeaux d'oxyde.</p> <p>Sorbonne de chimie solutions halogénées</p> <p>Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1.</p> <p>Temps caractéristique = 7 min.</p> <p>Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
9	<p>Gravure chimique d'éventuels polymères, et résidus organiques, couche de passivation SiO_xF_y.</p> <p>Nettoyage de polymères, et couche de passivation SiO_xF_y qui aurait pu se former pendant la gravure RIE du silicium.</p> <p>Sorbonne de chimie.</p> <p>Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1</p> <p>Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typique 30 – 45 min.</p> <p>Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
10	<p>Gravure chimique oxyde.</p> <p>Gravure de l'oxyde qui a pu croître du fait de la réaction chimique avec la solution de pirhaña.</p> <p>Sorbonne de chimie solutions halogénées.</p> <p>Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1, moins de 1 min.</p> <p>Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
11	<p>N Cycles d'oxydation thermique (ambiance sèche, ou humide) et gravure chimique de l'oxyde.</p> <p>Ci-dessous paramètres typiques d'oxydation => oxyde sec.</p> <p>a) Oxyde pour effiler les lames.</p> <p>Four d'oxydation Tempress Amtech 4''</p> <p>Gaz : O₂ / 2,5 slm, Température : 1100°C</p> <p>Temps = 2h30, épaisseur = 180 nm (mesurée sur substrat <100>).</p> <p>b) Gravure chimique de l'oxyde thermique</p> <p>Étape n°10 => temps d'immersion dans BE 7 : 1 ajusté en fonction de l'épaisseur d'oxyde.</p> <p><i>Remarque : Le nombre de cycles, ainsi que les paramètres d'oxydation sont ajustés de nouveau en fonction de la fréquence visée du résonateur : angle d'ouverture au sommet des lames, et hauteur.</i></p>

	 <p>Photographie MEB d'une lame (vue de dessus) obtenue à la suite de la gravure RIE décrite à l'étape n°7, + 1 cycle d'oxydation sèche (1100°C, 2h30 min) et gravure chimique de l'oxyde. Hauteur de marche des lames de 1,2 µm de large = 1,2 µm.</p>
12	<p>Dépôt de tungstène par pulvérisation cathodique RF. Couche métallique pour la polarisation DC des lames. Bâti d'évaporation Plassys MP 450S. Nettoyage de la cible, temps : 5 min, puissance : 150 Watts, Ar = 84 sccm, pression de base <math>10^{-7}</math> mbar. Évaporation, plasma Ar, puissance : 300 Watts, Ar = 84 sccm, temps = 1 min, pression de base <math>10^{-7}</math> mbar. Épaisseur déposée = 35 nm</p> <p><i>Remarque : Le dépôt par pulvérisation est privilégié par rapport à une évaporation, pour s'assurer du recouvrement des flancs des structures. Attention, le niveau de contrainte résiduelle du tungstène déposé de cette manière est en tension (intensité assez élevée). On ne peut déposer ce matériau que sur de très faibles épaisseurs (quelques dizaines de nanomètres au plus), autrement des fissures apparaissent dans la couche.</i></p>
13	<p>Dépôt Oxyde de silicium PECVD. Couche de matériau sacrificiel. Oxford PlasmaLab 80 Plus. $\eta_{SiO_2} = 1.45$. Gaz : $SiH_4 = 250$sccm, $N_2O = 700$sccm, Puissance : 20Watts, Pression : 1Torr, Température : 300°C. Temps = 29 sec. Épaisseur = 30 nm.</p>
14	<p>Dépôt de polysilicium avec dopage in situ Niveau électrodes latérales Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4'' Gaz : $SiH_4 / 50$ sccm – PH_3 / H_2 (1%) 10 sccm, Température : 700°C, Pression : 100mT Temps = 60min. Épaisseur = 300 nm.</p> <p><i>Remarque : Les différentes étapes précédentes détériorent l'état de surface du wafer. La pression est réduite à 0,1 Torr pour éviter les effets catastrophiques de croissance de cristallite sur des sites de nucléation. Ces sites préférentiels sont issus de la rugosité de surface.</i> Hauteur de marche des lames de 1,2 µm de large = 1,335 µm.</p>
15	<p>Induction de résine épaisse 1^{ère} étape de planarisation Tournette TP1100 sans Capot (résines optiques). Induction Résine AZ4562 (solvant PGMEA) Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min² ; Temps 40sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 5,28 µm. Hauteur de marche avant = 1,335 µm, hauteur de marche après = 29 nm</p>
16	<p>Gravure RIE 2^{ème} étape de planarisation Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $O_2 / 30$ sccm, puissance 300W, Pression 100mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 820 V. Vitesse gravure AZ4562 : 628 nm/min</p>

	<p>Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Temps à ajuster de sorte à atteindre la partie supérieure du relief des structures. Temps 6 min40 sec, nombre de périodes d'oscillations : 21,8 Tosc (4,14 μm de résine gravée).</p>
17	<p>Gravure RIE 3^{ème} étape de planarisation Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm, O₂ / 10 sccm, N₂ / 10 sccm, puissance 55 W, Pression 25 mT. Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 71. Tension d'autopolarisation = 235 V. Vitesse gravure AZ4562 : 83 nm/min Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Temps ajusté de sorte à graver l'épaisseur équivalente à celle du polysilicium qui a été déposé + une marge pour s'assurer du dégagement effectif du sommet des lames. Temps 4 min 40 sec, nombre de périodes d'oscillations : 2 Tosc (380 nm de résine gravée).</p>
18	<p>Gravure RIE 4^{ème} étape de planarisation Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ / 30 sccm, puissance 300W, Pression 100mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 820 V. Vitesse gravure AZ4562 : 628 nm/min Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Détection de fin d'attaque : transition AZ4562 => polysilicium.</p>
19	<p>Nettoyage résine S'assurer de l'élimination complète de la résine. Sorbonne de chimie Bain acétone : immersion 5 min + rinçage à la pissette d'acétone, puis rinçage à la pissette d'IPA, et enfin séchage azote. Hauteur de marche avant = 1,335 μm, hauteur de marche après = 972 nm</p>
20	<p>Gravure chimique couche sacrificielle SiO₂. Gravure de la couche sacrificielle d'oxyde. Sorbonne de chimie solutions halogénées Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Temps caractéristique = 45 min au total (par tranches de 5 min). Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p> <p><i>Remarque : Libération de l'entrefer séparant les lames de leurs électrodes latérales. Une auréole apparaît progressivement en dessous de la couche de polysilicium constitutive des électrodes. La taille de cette auréole nous renseigne sur la progression du « releasing ».</i></p>
21	<p>Lithographie optique n° 1. Masque 2, définition des électrodes latérales Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Alineur Suss MicroTec MA6 / BA6. Induction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min²; Temps 8 sec. Induction Résine AZ1518, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min² ; Temps 8 sec. Recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Exposition pdt. 2.2sec (mode hard contact). Puissance 8 mW/cm² Révélation dans MIF 726 pur pdt. 30sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Épaisseur 1.8 μm</p> <p><i>Remarque : L'utilisation de cette résine permet un recouvrement complet des hauteurs de marches des lames.</i></p>
22	<p>Gravure RIE Transfert motifs électrodes. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm, O₂ / 10 sccm, N₂ / 10 sccm, puissance 55 W, Pression 25 mT. Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 71. Tension d'autopolarisation = 235 V. Vitesse gravure polysilicium : 100 nm/min Laser sur polysilicium : 1 période d'oscillation = 92,53 nm. Détection de fin d'attaque : transition Polysilicium => couche de SiO₂. Temps 3 min (+15 sec pour uniformité), nombre de périodes d'oscillations : 3,2 Tosc (300 nm de polysilicium)</p>

	gravé).
23	<p>Gravure RIE Gravure de la couche d'oxyde de silicium pour accéder à la couche de tungstène et appliquer le signal de polarisation continue. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 40$ sccm, $\text{CHF}_3 = 40$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 1 min (+15 sec pour uniformité). Laser sur SiO_2 : 0,1 Tesc. Accord Impédance automatique.</p>
24	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine AZ1518. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 = 30$ sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V. Détection fin d'attaque sur Polysilicium. Accord Impédance automatique. Épaisseur marche après gravure : $\text{SiO}_2 = 350$ nm.</p>
	
	photographie microscope optique de dispositifs avec électrodes latérales disposées de part et d'autre.

ANNEXE C : Procédé de fabrication des membranes trouées

I Organisation du jeu de masques

Étant donné l'incertitude sur l'épaisseur exacte de la tranche, le jeu de masque est conçu de sorte à proposer plusieurs dimensions d'ouverture en face arrière : ces ouvertures permettent de découvrir localement le silicium massif qui est ensuite gravé de manière anisotrope à l'aide d'une solution d'hydroxyde de potassium chauffée à 80°C (attaque KOH). Cette déclinaison des dimensions des motifs en face arrière permet de s'assurer de la libération d'un certain nombre de membranes sur la plaquette qui est traitée.

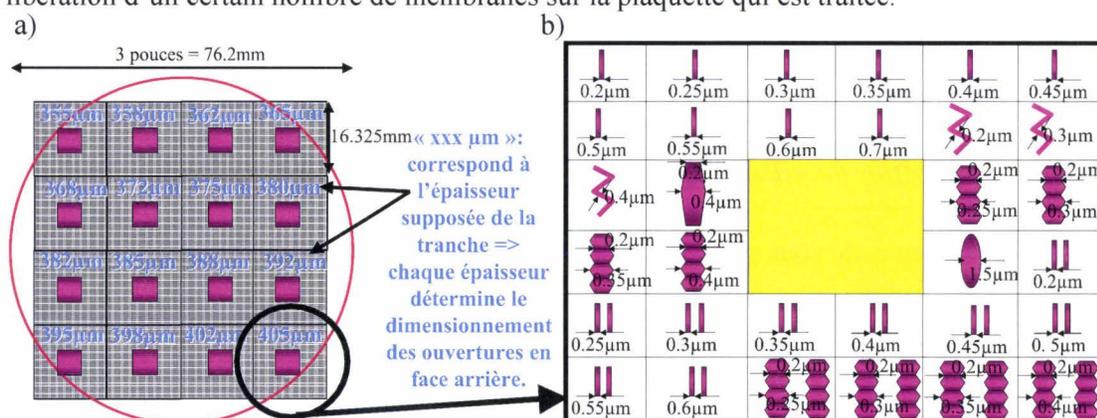


Figure 6 : (a) Organisation du jeu de masque pour la réalisation des membranes trouées. Le cercle rouge représente la surface d'une tranche de 3 pouces. Chaque carré délimité en noir correspond à un réticule. (b) Description des formes et dimensions de fentes déclinées pour chaque réticule.

Le dessin de masque est divisé en plusieurs réticules comme l'illustre la figure 6 (a) : chaque réticule correspond à un dimensionnement des ouvertures en face arrière. Sur ce même niveau de masque (photolithographie en face arrière), un carré (représenté en violet sur la figure 6 a) est aménagé au centre de chaque réticule. Il s'agit de préserver une quantité suffisante de silicium massif (au moment de la gravure KOH), pour permettre les éventuels post – traitements, nécessitant le plaquage de la tranche par aspiration (enduction et dépôt de résine par centrifugation...).

Chaque réticule est subdivisé en plusieurs cellules, correspondant chacune à une géométrie (en dentelle, rectangulaire, ovale...) et une dimension particulières de la fente. La longueur de chaque fente et la superficie idéale des membranes sont fixées respectivement à 100 μm et 3×100 μm² (dimensions imposées par l'équipe mésoscopique d'Orsay). Ces grandeurs, ainsi que le dimensionnement des ouvertures en face arrière sont illustrées sur la figure 7.

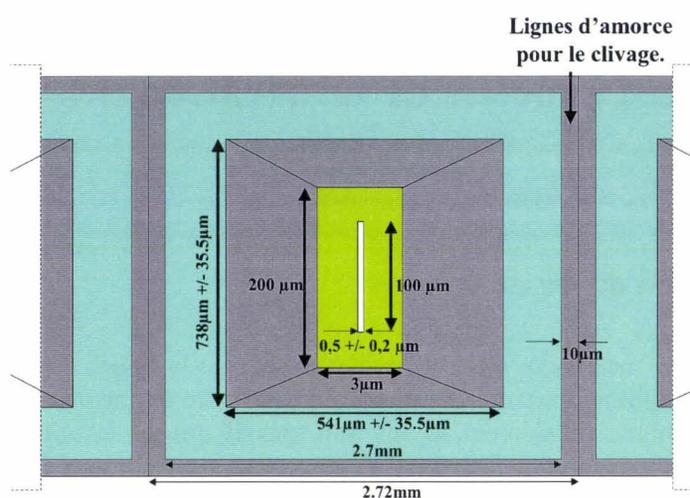


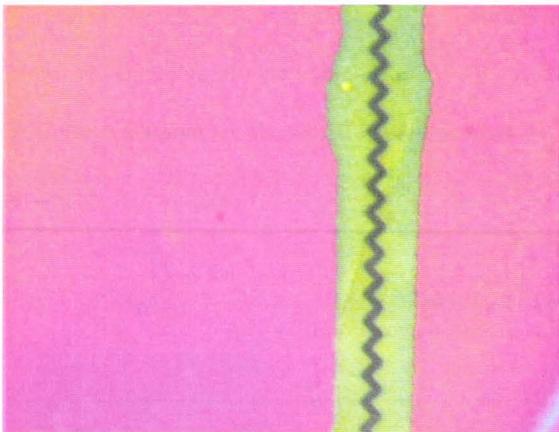
Figure 7 : Schéma illustrant une membrane trouée (vue en face arrière) accompagné du dimensionnement caractéristique de l'ouverture et de la fente pour une cellule élémentaire.

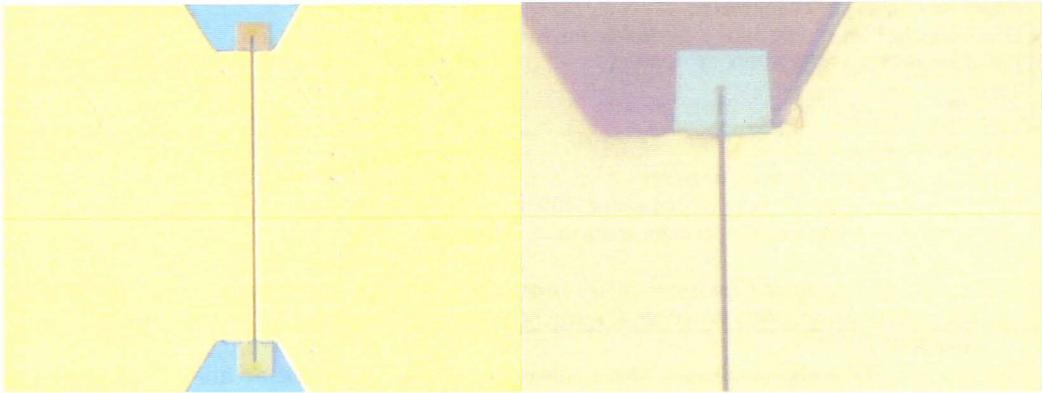
II Description détaillée du procédé de micro-usinage de surface

Le tableau ci-dessous correspond au procédé de fabrication des membranes trouées.

1	<p>Nettoyage du substrat Éviter toute contamination et génération de défauts lors de l'étape suivante Sorbonne de chimie - Bêchers en pyrex – Substrat <100>, double face polie, dopé n de résistivité 5 – 10 $\Omega \cdot \text{cm}$; épaisseur annoncée du substrat : 380 +/- 25 μm. Solution Pirhaña (50% d'acide sulfurique concentré H_2SO_4, 50% de peroxyde d'hydrogène H_2O_2) => durée d'immersion fixée par la fin de la réaction exothermique. Rinçage abondant à la pissette d'Eau dés-ionisée (EDI) + immersion dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Trempage de 1 min + rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation</p>
2	<p>Dépôt de nitrure de silicium (faiblement contraint) Si_xN_y Dépôt du matériau constitutif des membranes. Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. $\text{NH}_3 = 10 \text{ sccm}$, $\text{SiH}_2\text{Cl}_2 = 20 \text{ sccm}$, Pression = 100mTorr, Température = 800 °C $\eta_{\text{Si}_x\text{N}_y} = 2.1$, temps = 2h07min, épaisseur = 362 nm</p> <p><i>Le rapport entre les débits des deux gaz est ajusté de sorte à minimiser les contraintes résiduelles dans la couche déposée.</i></p>
3	<p>Lithographie électronique n°1 Masque 1, définition des trous d'alignement électronique Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBPG5000+. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 1500tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 12 sec. Enduction Résine Copo. EL 13% (MAA 8,5), Vitesse 1500tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 12 sec. Recuit plaque 80°C pdt. 1 min + étuve 170°C pdt. 30min. Écriture électronique : dose 250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, courant 43nA, résolution 50 nm., tension 50 keV. Préparation solution de révélation : mélange MIBK / IPA (1/2 = 30 ml / 60 ml), agitation 150 tr/min pdt. 2 min.</p>

	<p>Révélation dans bain MIBK / IPA pdt. 1 min 30 sec (agitation 110 tr/min) + immersion bain IPA pdt. 30 sec (agitation 110 tr/min) + rinçage pissette IPA 5 sec. Épaisseur : 1,26 μm.</p>
4	<p>Gravure RIE Transfert des trous d'alignement dans la couche de nitrure Si_xN_y. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 80$ sccm, $\text{Ar} = 120$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 510 V Temps 7min15sec. (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 2,3 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
5	<p>Gravure RIE Transfert des trous d'alignement dans le silicium. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{SF}_6 = 10$ sccm, $\text{N}_2 = 10$ sccm, Puissance 50 W, Pression 10 mT. Tension d'autopolarisation = 216 V Temps 7min15sec. (+15sec. pour uniformité). Accord Impédance manuel : $C_1 = 49$ $C_2 = 86$.</p>
6	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine Copo. EL 13%. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 = 30$ sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Accord Impédance automatique. Profondeur des trous après gravure : 1,42 μm (marche = Si_xN_y / Si)</p>
7	<p>Lithographie électronique n°2 Masque 2, définition des fentes Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (dédiée aux résines électroniques). Masqueur électronique Leica EBP5000+. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 2000tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 12 sec. Enduction Résine Copo. EL 13% (MAA 8,5), Vitesse 2000tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 12 sec. Recuit plaque 80°C pdt. 1 min + étuve 170°C pdt. 30min. Écriture électronique : dose 250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, courant 1,6 nA, résolution 10 nm., tension 50 keV Préparation solution de révélation : mélange MIBK / IPA (1/2 = 30 ml / 60 ml), agitation 150 tr/min pdt. 2 min. Révélation dans bain MIBK / IPA pdt. 3 min 30 sec (agitation 110 tr/min) + immersion bain IPA pdt. 30 sec (agitation 110 tr/min) + rinçage pissette IPA 5 sec. Épaisseur Copo. EL. 13 % : 930 nm.</p>
8	<p>Gravure RIE Transfert des fentes dans la couche de nitrure Si_xN_y. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 80$ sccm, $\text{Ar} = 120$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 510 V Temps 12 min (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 2,3 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
9	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine Copo EL 13%. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 = 30$ sccm, Puissance 300 W Pression 100 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Laser sur Copo : 1 Tosc. Accord Impédance automatique. Profondeur des fentes après gravure : 350 nm (au centre) à 320 nm (vers le bord)</p>
10	<p>Gravure RIE Étape de gravure optionnelle pour s'assurer de l'ouverture des fentes => gravure pleine plaque, on amincit la couche de nitrure en face avant. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 40$ sccm, $\text{CHF}_3 = 40$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 2 à 3 min. Laser sur Si_xN_y : 0,7 Tosc.</p>

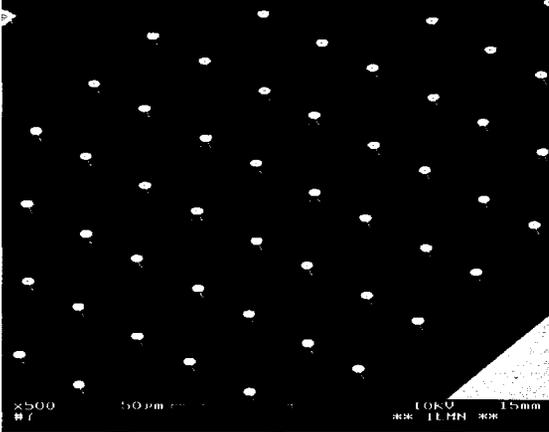
	Accord Impédance automatique.
11	<p>Lithographie optique n° 1. Masque 3, définition des ouvertures en face arrière Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 3000tr./min ; Accélération 1000tr./min²; Temps 10 sec. Enduction Résine AZ1505, Vitesse 3000tr./min ; Accélération 1000tr./min² ; Temps 10 sec. Recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Exposition pdt. 1.5sec (mode hard contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans MIF 726 pur pdt. 30sec. Rinçage pissette EDI 15 sec Épaisseur 525 nm</p>
12	<p>Gravure RIE Gravure des ouvertures dans la couche de nitrure Si_xN_y en face arrière. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : CF₄ = 40 sccm, CHF₃ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 12 min 15 sec (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 2,3 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
13	<p>Gravure RIE Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 30 sccm, Puissance 300 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 860 V Temps 30sec. Laser sur AZ1505 : 1,5 Tosc. Accord Impédance automatique.</p>
14	<p>Gravure KOH Définition des cavités, et des membranes. Bain KOH thermostaté à 80°C. Durée de l'attaque fixée par l'épaisseur de la plaquette (380 +/- 25 μm) : durée moyenne de la gravure = 7h15min.</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;">   </div> <p>(à gauche) : photographie microscope optique d'une membrane trouée en face avant (à droite) : photographie du support utilisé lors de la gravure KOH => protection de la face avant.</p>
15	<p>Dépôt d'alumine par évaporation en face avant Dépôt couche d'alumine Al₂O₃ pour isoler les futures électrodes. Épaisseur = 5 nm</p>
16	<p>Report face arrière plaque sur plaquette vierge Éviter problème d'aspiration lors de l'étape d'enduction par centrifugation de la résine photosensible pour définir les électrodes en face avant. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques). Enduction Résine sur plaquette vierge PMMA 5%, Vitesse 2500tr./min ; Accélération 2000tr./min² ; Temps 10 sec. Report échantillon avec membranes trouées sur plaquette vierge enduite. Recuit plaque 110°C pdt. 3 min.</p>

	<i>S'assurer du collage des deux plaques avant de poursuivre le procédé de fabrication.</i>
17	<p>Lithographie optique n° 2. Masque 4, définition des électrodes en face avant. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min²; Temps 8 sec. Enduction Résine AZ1518, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min² ; Temps 8 sec. Recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Traitement de surface AZ 326 (2,38 % de tétraméthylamonium hydroxyde sans surfactant, normalité = 0,261 eq/l) Temps = 30 sec sans agiter. Rinçage EDI 15 sec. Exposition pdt. 1.5sec. (mode hard contact). Puissance 7.5 mW/cm² Révélation dans AZ 400K / EDI (1/3 = 20 ml / 60 ml) pdt. 2 min15sec. Rinçage pissette EDI 15 sec Épaisseur 1.2 µm</p>
18	<p>Dépôt de platine par évaporation en face avant Dépôt couche de platine Pt en face avant. Dépôt par évaporation pour éviter d'obturer les fentes. Bâti d'évaporation MECA2000 (Custom). Épaisseur = 3 nm</p>
19	<p>Dépôt d'Or par évaporation Dépôt couche métallique pour définir les électrodes en face avant. Dépôt par évaporation pour éviter d'obturer les fentes. Bâti d'évaporation MECA2000 (Custom). Temps 1 min30 sec, 150 eV. Épaisseur = 200 nm</p>
20	<p>Lift - off électrodes face avant Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon – Bain d'acétone sans Ultrasons (pour éviter la destruction des membranes) accompagné d'un rinçage à la pissette d'acétone (action mécanique), puis rinçage à la pissette d'IPA, et enfin recuit plaque 110°C pdt. 30 sec (évaporation de l'alcool).</p>  <p><i>Remarque : On évite un lift – off assisté par les ultrasons, de sorte à préserver un maximum de membranes. Une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift-off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface de l'échantillon.</i></p>

ANNEXE D : Procédé de fabrication du nano- préhenseur à surface adaptative

Le tableau qui suit correspond au procédé de fabrication retenu du dispositif de nano-préhension à surface adaptative.

1	<p>Nettoyage du substrat Éviter toute contamination et génération de défauts lors de l'étape suivante Sorbonne de chimie - Bêchers en pyrex - Substrat <100> intrinsèque. Solution Pirhaña (50% d'acide sulfurique concentré H₂SO₄, 50% de peroxyde d'hydrogène H₂O₂) => durée d'immersion fixée par la fin de la réaction exothermique. Rinçage abondant à la pissette d'Eau dés - ionisée (EDI) + immersion dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Trempage de 1 min + rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
2	<p>Lithographie électronique n°1 Masque 1, définition des trous circulaires. Procédé bi-couche contact ohmique : Copo EL 13% et PMMA 8,5 Dose 250µC / cm² ; courant 1,6 nA ; résolution 10 nm, tension 50 keV. => motifs résolution élevée Dose 250µC / cm² ; courant 43 nA ; résolution 50 nm, tension 50 keV. => motifs résolution moyenne</p> <p>Rinçage à l'eau DI. Épaisseur moyenne résine : 720 nm</p>
3	<p>Dépôt de Nickel par évaporation Dépôt couche Nickel pour masquage du silicium lors de la gravure des piédestaux.. Bâti d'évaporation MECA2000 (Custom). Temps = 1min 30 sec, 150 eV. Épaisseur = 100 nm</p>
4	<p>Lift - off masque nickel Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40W), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage.</p> <p><i>Remarque : Etant donnée l'épaisseur de la résine, une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift - off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface du substrat.</i></p>
5	<p>Gravure RIE Gravure des piédestaux de silicium. Même remarque que pour le procédé de filtre RF employant une pointe vibrante. Un plasma caractéristique est présenté ci-dessous : Système Oracle Trion Technology. Gaz : SF₆ = 40 sccm, O₂ = 10 sccm, CHF₃ = 30 sccm, Puissance RIE 110 W, Puissance ICP 300 W, Pression 140 mTorr. Temps : déterminé par la largeur et la hauteur désirées des pointes (contrôle régulier au MEB). On suppose Temps = 15 min. Épaisseur moyenne marche Ni / Si: 3,5 µm.</p>

		<p>photographie MEB des piédestaux de silicium couverts par un chapeau d'oxyde</p>
6	<p>Gravure chimique du masque de Nickel + polymères, résidus organiques, et couche de passivation SiO_xF_y. Gravure du Nickel, + nettoyage de polymères, et couche de passivation SiO_xF_y qui aurait pu se former pendant la gravure RIE du silicium. Sorbonne de chimie. Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1 Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typiquement 30 – 45 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>	
7	<p>Gravure chimique oxyde. Gravure de l'oxyde qui a pu croître du fait de la réaction chimique avec la solution de pirhaña. Sorbonne de chimie solutions halogénées. Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1, moins de 1 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>	
8	<p>N Cycles d'oxydation thermique (ambiance sèche, ou humide) et gravure chimique de l'oxyde. Ci-dessous paramètres typiques d'oxydation => oxyde sec. a) Oxyde pour effiler les piédestaux de silicium Four d'oxydation Tempress Amtech 4'' Gaz : O₂ / 2,5 slm, Température : 1100°C Temps = 6h30, épaisseur = 350 nm (mesurée sur substrat <100>). b) Gravure chimique de l'oxyde thermique s'il ne s'agit pas du dernier cycle (=> dans ce cas, l'oxyde thermique sert à protéger les pointes des étapes de gravure RIE suivantes) Étape n°7 => temps d'immersion dans BE 7 :1 ajusté en fonction de l'épaisseur d'oxyde (test surface hydrophobe).</p> <p><i>Remarque : Le nombre de cycles, ainsi que les paramètres d'oxydation sont ajustés de nouveau, de sorte à recueillir des pointes très effilées.</i> <i>Pour s'assurer d'un effilage optimal, typiquement on opérera 2 cycles d'oxydation sèche (1100°C, 6h30 min) + gravure chimique de l'oxyde. Dans ce contexte, l'oxyde thermique est conservé au second cycle.</i></p>	
9	<p>Lithographie optique n° 1. Masque 2, ouverture sur les contre - électrodes. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min²; Temps 8 sec. Enduction Résine AZ1518, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min²; Temps 8 sec. Pre - bake : recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Traitement de surface AZ 326 (30 sec sans agiter) + rinçage pissette EDI. Exposition pdt. 1.6 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Post - bake : recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Révélation dans AZ400K / EDI (1/3) pdt. 2min30sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur 1,865 µm</p>	
10	<p>Dépôt de Nickel par pulvérisation cathodique RF. Dépôt couche Nickel pour masquage des pointes. Bâti de pulvérisation PLASSYS.</p>	

	<p>Temps = 25 min, Puissance 150 W, débit Argon = 45 sccm, tension 595 V. Épaisseur moyenne Nickel = 50 nm</p>
11	<p>Lift - off masque nickel Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40 Watts), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage.</p> <p><i>Remarque : Etant donnée l'épaisseur de la résine, une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift - off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface du substrat.</i></p>
12	<p>Gravure RIE Gravure des ouvertures dans la couche de SiO₂ au niveau des contre – électrodes => l'oxyde protège toujours les pointes. Oxford PlasmaLab 80 Plus. Gaz : CF₄ = 40 sccm, CHF₃ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 520 V Temps 12 min 30 sec (+15sec. pour uniformité) si l'épaisseur d'oxyde thermique est de 350 nm. Accord Impédance automatique.</p>
13	<p>Gravure chimique du masque de Nickel. Gravure du Nickel. Sorbonne de chimie. Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1. Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typiquement 30 – 45 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
14	<p>Dépôt de nitrure de silicium (faiblement contraint) Isolation du niveau d'interconnexion + contre – électrodes par rapport au substrat Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. Gaz : SiCl₂H₂ / 20 sccm – NH₃ / 10 sccm, Température : 800°C, Pression : 100 mT. Temps = 35 min. Épaisseur = 100 nm.</p> <p><i>Remarque : L'épaisseur visée de 100 nm de nitrure de silicium correspond à l'épaisseur permettant d'observer 0,65 périodes d'oscillation par interférométrie laser à 657 nm. Outre l'isolation du niveau des contre – électrodes par rapport au substrat, le choix du nitrure enrichi en silicium garantit une sélectivité suffisante lors de l'étape de gravure de la couche sacrificielle (LTO) dans le BE 7 : 1.</i></p>
15	<p>Dépôt de polysilicium avec dopage in situ. Niveau contre – électrodes. Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. Gaz : SiH₄ / 50 sccm – PH₃ / H₂ (1%) 10 sccm, Température : 700°C, Pression : 100 mT. Épaisseur = 200 nm.</p> <p><i>Remarque : Les différentes étapes précédentes détériorent l'état de surface du wafer. La pression est réduite à 0,1 Torr pour éviter les effets catastrophiques de croissance de cristallite sur des sites de nucléation. Ces sites préférentiels sont issus de la rugosité initiale de la surface.</i></p>
16	<p>Dépôt de nitrure de silicium (faiblement contraint). Isolation du niveau des contre – électrodes par rapport aux poutres structurelles. Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. Gaz : SiCl₂H₂ / 20 sccm – NH₃ / 10 sccm Température : 800°C Pression : 100mT Épaisseur = 100 nm, Temps = 35 min.</p> <p><i>Remarque : idem que pour l'étape 14.</i></p>
17	<p>Lithographie optique n° 2. Masque 2, définition des interconnexions. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Alineur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min², Temps 8 sec. Enduction Résine AZ1518, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min², Temps 8 sec. Pre - bake : recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Exposition pdt. 6 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm². Révélation dans MIF 726 pur pdt. 45 sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur 1,8 µm</p>

18	<p>Gravure RIE nitrure de silicium (faiblement contraint). Transfert des motifs des contre – électrodes dans la couche de protection de nitrure Si_xN_y. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 80$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 500 V Temps 2 min45 sec (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 0,6 Tosc. Détection de fin d'attaque : transition nitrure => couche de Polysilicium. Accord Impédance automatique.</p>
19	<p>Gravure RIE polysilicium. Transfert des motifs des contre – électrodes dans la couche de polysilicium. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{SF}_6 / 12$ sccm, $\text{O}_2 / 10$ sccm, $\text{N}_2 / 10$ sccm, puissance 55 W, Pression 25 mT. Accord Impédance manuel : $C_1 = 66$ $C_2 = 71$. Tension d'autopolarisation = 225 V. Temps : environ 2 min. Détection de fin d'attaque : transition Polysilicium => couche de Si_xN_y.</p>
20	<p>Gravure RIE nitrure de silicium (faiblement contraint). Transfert des motifs des contre – électrodes dans la couche d'isolation en Si_xN_y. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{CF}_4 = 80$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 500 V Temps 2 min45 sec (+15sec. pour uniformité). Laser sur Si_xN_y : 0,6 Tosc. Détection de fin d'attaque : transition nitrure => substrat. Accord Impédance automatique.</p>
21	<p>Gravure RIE des résidus de résine AZ1518. Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 = 20$ sccm, Puissance 200 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 680 V Temps 30sec. Laser sur AZ1518 : 6,25 Tosc (en admettant que $\eta_{\text{AZ1518}} = 1,6$, il restait environ 1,3 μm de résine). Détection de fin d'attaque : transition résine AZ1518 => nitrure. Accord Impédance automatique.</p>
22	<p>Gravure chimique de l'oxyde thermique. Gravure chimique de l'oxyde d'effilage. Sorbonne de chimie solutions halogénées. Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1, environ 7 min correspondant à 350 nm d'oxyde thermique. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
23	<p>Dépôt d'oxyde LTO (Low temperature oxide) Oxyde sacrificiel. Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4'' Gaz : $\text{SiH}_4 / 70$ sccm – $\text{N}_2 / 25$ sccm – $\text{O}_2 / 150$ sccm, Température : 410°C, Pression : 150mT L'épaisseur déposée est choisie de sorte à recouvrir complètement les pointes ($T_{\text{SiO}_2} = h_{\text{pointes}} + 0,15 \mu\text{m}$). Dans le cas présent : temps = 2h45 min, épaisseur = 3,6506 μm <i>Remarque : L'épaisseur visée de 3,5 μm correspond à l'épaisseur permettant d'observer 15,5 oscillations par réflectométrie laser à 6570 Å.</i></p>
24	<p>Lithographie optique n° 3. Masque 3, ouverture sur les plots d'ancrage des poutres. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TPBLE sans Capot (résines optiques épaisses), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Enduction Résine AZ4562, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Exposition pdt. 16,7 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans AZ351B (hydroxyde de sodium) / EDI (1/3) pdt. 1min40sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,65 μm.</p>
25	<p>Gravure RIE du LTO. Transfert des motifs de plots d'ancrage dans la couche de LTO. Oxford PlasmaLab 80 Plus.</p>

	<p>Gaz : CHF₃ = 40 sccm, CF₄ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 505 V, Temps 2h 5 min (+15sec. pour uniformité). Vitesse d'attaque :29 nm/min. Laser sur LTO : 15,5 Tosc. Détection de fin d'attaque : transition LTO => couche de nitrure. Accord Impédance automatique.</p>
26	<p>Gravure RIE du nitrure. Transfert des motifs de plots d'ancrage dans la couche de nitrure Si_xN_y de protection. Oxford PlasmaLab 80 Plus. Gaz : CHF₃ = 40 sccm, CF₄ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 505 V, Temps 3 min30 sec (+15sec. pour uniformité). Vitesse d'attaque :30 nm/min. Laser sur nitrure : 0,6 Tosc. Détection de fin d'attaque : transition Si_xN_y => couche de polysilicium. Accord Impédance automatique.</p>
27	<p>Gravure RIE des résidus de résine AZ4562. Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ = 20 sccm, Puissance 200 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 680 V. Laser sur AZ4562. Détection de fin d'attaque : transition résine AZ4562 => polysilicium. Accord Impédance automatique. Hauteur marche LTO sur polysilicium : 3,3µm.</p>
28	<p>Dépôt de polysilicium non dopé. Matériau constitutif des poutres structurelles. Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. Gaz : SiH₄ / 80 sccm, Température : 585°C, Pression : 200 mT. Temps = 4h05min. Epaisseur =1,06 µm.</p> <p><i>Remarque : la qualité structurale de ce niveau est critique. Par conséquent, on préfère une méthode de dopage du polysilicium par diffusion, plutôt qu'un dopage par implantation ionique générant des défauts dans la couche structurale, ou encore un dépôt de polysilicium dopé in situ.</i></p>
29	<p>Dépôt d'oxyde PSG (Phospho Silicate Glass). Source de diffusion (couche d'oxyde de silicium riche en phosphore). Four de dépôt LPCVD Tempress Amtech 4''. Gaz : O₂ / 100 sccm, SiH₄ / 20 sccm, PH₃ / 10 sccm, Température : 410°C, Pression : 200 mT. Temps = 4h05min. Epaisseur =2,385 µm.</p>
30	<p>Recuit de diffusion. Recuit long de diffusion des atomes de phosphore du PSG dans la couche de polysilicium Four de recuit Tempress Amtech 4''. Gaz : N₂ / xxxx sccm, Température : 1000°C, Temps = 1h.</p> <p><i>Remarque : les dopants exodiffusent grâce au recuit thermique. Les atomes de phosphore se placent directement en site substitutionnel dans le cristal de silicium jusqu'à la limite de solubilité.</i></p>
31	<p>Gravure chimique du PSG. Gravure chimique de l'oxyde source de diffusion. Sorbonne de chimie solutions halogénées. Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1, environ 15 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation. Hauteur de marche moyenne au niveau des plots d'ancrage : 3,98 µm</p>
32	<p>Lithographie optique n° 4. Masque 3, ouverture sur les plots d'ancrage des poutres. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TPBLE sans capot (résines optiques épaisses), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Enduction Résine AZ4562, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Exposition pdt. 16,7 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans AZ351B (hydroxyde de sodium) / EDI (1/3) pdt. 1min40sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,65 µm.</p>
33	<p>Dépôt de Nickel par pulvérisation cathodique RF.</p>

	<p>Dépôt couche Nickel pour masquage des plots d'ancrage en vue de la planarisation du polysilicium à l'emplacement des pointes. Bâti de pulvérisation PLASSYS. Temps = 34 min, Puissance 150 W, débit Argon = 45 sccm, tension 595 V. Épaisseur moyenne Nickel = 85 nm</p>
34	<p>Lift - off masque nickel Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40 Watts), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage.</p> <p><i>Remarque : Etant donnée l'épaisseur de la résine, une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift - off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface du substrat.</i></p>
35	<p>Enduction de résine épaisse 1^{ère} étape de planarisation du 2nd niveau structurel. Tournette TPBLE sans Capot (résines optiques épaisses). Enduction Résine AZ4562 (solvant PGMEA) Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min² ; Temps 40sec. Attente 10 min → fluage résine. Recuit 110°C pdt. 3min. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,925 µm Hauteur de marche avant (au niveau des pointes) = 3,5 µm, hauteur de marche après = 250 nm.</p>
36	<p>Gravure RIE AZ4562 2^{ème} étape de planarisation. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : O₂ / 30 sccm, puissance 300W, Pression 100mT. Accord impédance automatique. Tension d'autopolarisation = 820 V. Vitesse gravure AZ4562 : 630 nm/min Laser sur AZ4562 : 1 période d'oscillation = 190 nm. Temps à ajuster de sorte à atteindre la partie supérieure du relief des structures. Temps 3min, nombre de périodes d'oscillations : 8,5 Tosc (soit 1,6 µm de résine gravée).</p>
37	<p>Gravure RIE 3^{ème} étape de planarisation Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm, O₂ / 10 sccm, N₂ / 10 sccm, puissance 55 W, Pression 25 mT. Accord impédance manuel : C₁=66, C₂=71. Tension d'autopolarisation = 230 V. Laser sur AZ4562 : détection transition AZ4562 => Polysilicium. Temps 45 min, nombre de périodes d'oscillations : 17,5 Tosc (3,33 µm de résine gravée).</p>
38	<p>Nettoyage résine S'assurer de l'élimination complète de la résine. Sorbonne de chimie Bain acétone : immersion 5 min + rinçage à la pissette d'acétone, puis rinçage à la pissette d'IPA, et enfin séchage azote.</p>
39	<p>Lithographie optique n° 5. Masque 4, définition des poutres de saisies. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TP6000 avec Capot (résines optiques), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min², Temps 8 sec. Enduction Résine AZ1518, Vitesse 4400tr./min ; Accélération 2000tr./min², Temps 8 sec. Pre - bake : recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Traitement de surface AZ 326 (30 sec sans agiter) + rinçage pissette EDI. Exposition pdt. 1.6 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Post - bake : recuit plaque 110°C pdt. 1 min. Révélation dans AZ400K / EDI (1/3) pdt. 2min30sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur 1,8 µm</p>
40	<p>Dépôt de Nickel par pulvérisation cathodique RF. Dépôt couche Nickel pour masque de gravure lors de la gravure RIE du polysilicium. Bâti de pulvérisation PLASSYS. Temps = 25 min, Puissance 150 W, débit Argon = 45 sccm, tension 595 V. Épaisseur moyenne Nickel = 50 nm</p>

41	<p>Lift - off masque nickel Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40 Watts), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage.</p> <p><i>Remarque : Etant donnée l'épaisseur de la résine, une interruption du trempage à l'acétone signifie la fin du lift - off, puisque les éventuels morceaux de métal restant se collent à la surface de l'échantillon.</i></p>
42	<p>Gravure RIE polysilicium (2nd matériau structurel). Structuration des poutres de saisie dans la couche de polysilicium. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : SF₆ / 12 sccm, O₂ / 10 sccm, N₂ / 10 sccm, puissance 55 W, Pression 25 mT. Accord Impédance manuel : C₁= 66 C₂= 71. Tension d'autopolarisation = 225 V. Détection de fin d'attaque : transition Polysilicium => couche de LTO.</p>
43	<p>Gravure chimique du masque de Nickel. Gravure du Nickel. Sorbonne de chimie. Bain pirhaña : H₂SO₄ / H₂O₂ 1 : 1. Durée fixée par la fin de réaction exothermique, soit typiquement 30 – 45 min. Rinçage EDI + rinçage dans bain d'eau azoté 15 min + séchage par centrifugation.</p>
44	<p>Lithographie optique n° 6. Masque 5, définition des zones de fonctionnalisation des poutres de saisie. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TPBLE sans capot (résines optiques épaisses), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Enduction Résine AZ4562, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Exposition pdt. 16,7 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans AZ351B (hydroxyde de sodium) / EDI (1/3) pdt. 1min40sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,65 µm.</p> <p><i>Remarque : Répéter l'opération « 44 » si nécessaire (il est souhaitable que les plots d'encastrement soient recouverts de résine à l'issue de cette étape).</i></p>
45	<p>Dépôt d'un matériau X par pulvérisation cathodique RF ou évaporation. Dépôt d'une couche d'un matériau dont le choix n'a pas encore été fixé. L'objectif est d'accroître localement l'adhésion des poutres de saisie avec l'objet à manipuler. Selon la nature de ce dernier, on emploiera un matériau plutôt qu'un autre, signifiant une évaporation ou une pulvérisation (en fonction des cibles disponibles).</p>
46	<p>Lift - off matériau de fonctionnalisation Sorbonne de chimie - Bêchers en téflon. Bain d'acétone avec Ultrasons, (puissance 40 Watts), + rinçage à la pissette d'acétone, + rinçage à la pissette d'alcool IPA, + rinçage à l'EDI et enfin séchage.</p>
47	<p>Lithographie optique n° 7. Masque 6, ouverture sur les lignes d'accès et plots de polarisation des électrodes d'actionnement. Recuit plaque 110°C pdt. 5 min. Tournette TPBLE sans Capot (résines optiques épaisses), Aligneur Suss MicroTec MA6 / BA6. Enduction promoteur d'adhérence HMDS, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Enduction Résine AZ4562, Vitesse 6000tr./min ; Accélération 4000tr./min²; Temps 40 sec. Attendre 10 min (laisser fluer la résine). Recuit 110°C pdt. 3min. Exposition pdt. 16,7 sec (mode soft contact). Puissance 7mW/cm² Révélation dans AZ351B (hydroxyde de sodium) / EDI (1/3) pdt. 1min40sec. Rinçage pissette EDI 15 sec. Contrôler au microscope optique. Épaisseur moyenne résine AZ4562 : 4,65 µm.</p>
48	<p>Gravure RIE du LTO. Transfert des motifs dans la couche de LTO. Oxford PlasmaLab 80 Plus. Gaz : CHF₃ = 40 sccm, CF₄ = 40 sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 505 V, Temps 2h 5 min (+15sec. pour uniformité). Vitesse d'attaque : 29 nm/min. Laser sur LTO : 15,5 Tpsc. Détection de fin d'attaque : transition LTO => couche de nitrure. Accord Impédance automatique.</p>

49	<p>Gravure RIE du nitrure. Transfert des motifs de plots d'ancrage dans la couche de nitrure Si_xN_y de protection. Oxford PlasmaLab 80 Plus. Gaz : $\text{CHF}_3 = 40$ sccm, $\text{CF}_4 = 40$ sccm, Puissance 125 W, Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 505 V, Temps 3 min30 sec (+15sec. pour uniformité). Vitesse d'attaque :30 nm/min. Laser sur nitrure : 0,6 Tesc. Détection de fin d'attaque : transition $\text{Si}_x\text{N}_y \Rightarrow$ couche de polysilicium. Accord Impédance automatique.</p>
50	<p>Gravure RIE des résidus de résine AZ4562. Nettoyage des résidus de résine. Oxford PlasmaLab 80 Plus Gaz : $\text{O}_2 = 20$ sccm, Puissance 200 W Pression 50 mT. Tension d'autopolarisation = 680 V. Laser sur AZ4562. Détection de fin d'attaque : transition résine AZ4562 \Rightarrow polysilicium. Accord Impédance automatique.</p>
51	<p>Gravure chimique couche sacrificielle LTO. Gravure de la couche sacrificielle LTO. Sorbonne de chimie solutions halogénées Immersion dans une solution d'acide fluorhydrique tamponnée type BE7:1. Durée à déterminer (contrôle de la progression de la gravure afin de préserver les plots d'encastrement et électrodes d'actionnement solidaires du substrat). Immersion dans une solution d'eau DI + solution d'alcool isopropanol.</p> <p><i>Remarque : L'immersion doit se faire délicatement + éviter les chocs et gestes brusques qui pourraient détruire irrémédiablement les structures.</i></p>
51	<p>Séchage au CO_2 super critique. Séchage au CO_2 super critique pour éviter les problèmes de stiction. Bâti de séchage CO_2 super critique. Immersion dans une solution d'alcool isopropanol.</p>

ANNEXE E : Données technologiques sur certains matériaux et résines

Matériaux	Si _x N _y (LPCVD)	Si ₃ N ₄ (PECVD)	SiO ₂ (PECVD)	Poly dopé In Situ	AZ4562	Copo EL 13%	AZ5214
Procédé BE 7 :1	4,5 Å/min						
HF 10 %					≈ 0		
HF 50 %	75 Å/min						
RIE (Oxford PlasmaLab) CF ₄ :80 sccm, Ar :120 sccm, 50 mTorr, 125 Watts	27,15 nm/min					110 nm/min	
RIE (Oxford PlasmaLab) C ₂ F ₆ :80 sccm, 50 mTorr, 125 Watts	49 nm/min				67 nm/min		
RIE (Oxford PlasmaLab) CHF ₃ :40 sccm, CF ₄ :40 sccm, 50 mTorr, 125 Watts	30 nm/min	55 nm/min	29 nm/min		36 nm/min		15,7 nm/min
RIE (Oxford PlasmaLab) O ₂ :30 sccm, 0,1 Torr, 300 Watts					628 nm/min		
RIE (Oxford PlasmaLab) O ₂ :40 sccm, 0,3 Torr, 100 Watts					175 nm/min		
RIE (Oxford PlasmaLab) SF ₆ :12 sccm, O ₂ :10 sccm, N ₂ :10 sccm, 25 mTorr, 55 Watts				100 nm/min	83 nm/min		

Tableau 1: Vitesse d'attaque de certains matériaux ou résines en fonction de la recette de gravure.

Matériaux Procédé	Si _x N _y (LPCVD)	Si ₃ N ₄ (PECVD)	SiO ₂ (PECVD)	Poly dopé In Situ	AZ4562	Copo EL 13%	AZ5214
Indice réfraction	2,1	2,01	1,45	3,55	1,587	1,481	1,73
Période oscillation, interférométrie laser 657 nm	156 nm	165 nm	225 nm	92,5 nm	207 nm	222 nm	190 nm

Tableau 2: Indice de réfraction, et période d'oscillation par interférométrie laser à 657 nm, pour divers matériaux et résines.

Liste des publications et communications

Cette liste de publications concerne les travaux entrepris depuis 1999

Journaux

B. LEGRAND, V. AGACHE, J. P. NYS, V. SENEZ, D. STIEVENARD, Formation of silicon islands on a silicon on insulator substrate upon thermal annealing, *Applied Physics Letters*, Vol. 76, 3271, 2000.

V. AGACHE, E. QUEVY, P. BIGOTTE, D. COLLARD, L. BUCHAILLOT, Stiction-controlled locking system for three dimensional self-assembled microstructures: Theory and experimental validation, *Applied Physics Letters*, Vol. 79, pp.3869–3871, 2001

E. QUEVY, V. AGACHE, O. MILLET, M. LAGOUGE, P. BIGOTTE, D. COLLARD, L. BUCHAILLOT, 3D self-assembling microstructures for optical MEMS devices: Concept and Applications, *Belgian Journal of Electronics & Communications HF*, No 2, pp. 9-25, 2001.

B. LEGRAND, V. AGACHE, T. MELIN, J. P. NYS, V. SENEZ, D. STIEVENARD, Thermally assisted formation of silicon islands on a silicon-on-insulator substrate, *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, No. 1, pp.106–111, 2002.

V. AGACHE, B. LEGRAND, D. COLLARD, L. BUCHAILLOT, Adhesive forces investigation on a silicon tip by contact-mode atomic force microscope, *Applied Physics Letters*, Vol. 81, No. 14, 2623-2625, 2002.
(selectionné dans le No. du 7 Octobre 2002 pour [the Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology](#))

Conférences / Séminaires

V. AGACHE, L. BUCHAILLOT, E. QUEVY, D. COLLARD, "Stiction-controlled locking system for three-dimensional self-assembled microstructures: theory and experimental validation", *Proceeding of the SPIE Design, Test, Integration, and Packaging of MEMS/MOEMS Conference, DTIP 2001*, pp. 344-359, Cannes, France, April 25-27, 2001.

V. AGACHE, B. LEGRAND, D. COLLARD, L. BUCHAILLOT, Study of adhesive forces on a silicon nanotip by atomic force microscope in contact mode, ", *Proceeding of the SPIE Design, Test, Integration, and Packaging of MEMS/MOEMS Conference, DTIP 2002*, Cannes, France, May 06-08, 2002.

V. AGACHE, P. BIGOTTE, B. LEGRAND, V. SENEZ, L. BUCHAILLOT, D. COLLARD, Modeling and Experimental Validation of Silicon Nanotip Oxidation: Towards a Nanoelectromechanical Filter Application, *Proc. of Transducers'03*, Boston, pp. 1287-1290, June 8-12, 2003.

O. MILLET, V. AGACHE, B. LEGRAND, D. COLLARD, and L. BUCHAILLOT
Modeling of failure mechanisms for optimized MEMS CAD : design, fabrication and characterization of *in situ* test benches.
Proc. of Transducers'03, Boston, pp. 1578-1581, June 8-12, 2003

