

UNIVERSITÉ LILLE I

U. F. R. des sciences et techniques

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE I

Spécialité électronique

Présentée par

Dimitri GALAYKO

**Filtres microélectromécaniques micro-usinés
en polysilicium couche épaisse et leur appli-
cation au filtrage en fréquence intermédiaire**

Date de soutenance : le 6 décembre 2002

Jury d'examen :

Rapporteurs :

Directeur de thèse :

Paul-Alain ROLLAND

Skandar BASROUR

Patrick LOUMEAU

Andreas KAISER

Pascal ANCEY

Dominique COLLARD

RESUME

Le travail est axé sur la conception de filtres MEMS pour le filtrage IF dans une technologie de silicium couche épaisse épitaxiée. Le but est d'explorer les capacités d'une telle technologie pour la réalisation de filtres micro-mécaniques pass-bande, et d'enrichir le savoir-faire en matière de la conception au niveau architectural de filtres d'ordre élevé.

Nous avons proposé un concept de ressort électrostatique à rigidité variable, qui permet de réaliser des filtres à résonateurs couplés à largeur de bande contrôlée en tension.

Une méthode de conception de filtres mécaniques, basée sur l'analogie électromécanique, est développée. Elle est appliquée à la conception d'un filtre pass-bande à zéros de transmission dans la bande coupée.

Nous avons conçu une architecture de récepteur RF superhétérodyne, utilisant un filtre MEMS dans un étage IF. La dérive thermique de la fréquence centrale est compensée par un asservissement de la fréquence intermédiaire.

MOTS-CLES : filtrage microélectromécanique, système microélectromécanique, composant électronique, asservissement fréquence, composant reconfigurable, espacement transducteur, ajustement espacement, résonateur micromécanique, circuit radiofréquence, radiocommunication.

ABSTRACT

The work is focused on the MEMS filter design in a thick film epitaxial polysilicon technology for IF filtering applications. The goal is to explore the capacities of the technology for micromechanical bandpass filter design and to develop novel high-order electromechanical filter architectures.

The work proposes the concept of an electrostatic spring formed by two electrostatic transducers. It allowed to implant electromechanical filters with voltage-controlled bandwidth.

A mechanical filter design method based on electromechanical analogy is developed. It is applied to the design of a bandpass filter with transmission zeros in the stopband.

A RF superheterodyne receiver using a micromechanical filter in an IF stage is designed and realized. The thermal drift of the filter center frequency is compensated by a real-time intermediate frequency adjustment to the current value of the central frequency.

KEY-WORDS : microelectromechanical filtering, MEMS, electrical component, frequency servo-control, reconfigurable component, transducer gap, gap adjustment, micromechanical resonator, radiofrequency circuit, radiocommunication.

DISCIPLINE : électronique

ADRESSE : ISEN-IEMN UMR CNRS 8520, 41, bd Vauban, 59046 Lille Cedex France

REMERCIEMENTS

Je remercie profondément et chaleureusement mon directeur de thèse Andreas Kaiser, qui m'a accueilli au sein de son équipe et qui est à l'origine du sujet de thèse. Je lui suis particulièrement reconnaissant pour le soutien permanent qu'il m'a apporté au long de ces trois années aussi bien sur le plan professionnel que personnel, pour la confiance accordée, pour son encadrement, ses conseils et ses critiques.

Je remercie également Messieurs Dominique Collard et Lionel Buchillot pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée en matière de microsystèmes et pour l'intérêt qu'ils ont porté envers mon travail.

J'adresse mes remerciements aux personnes travaillant chez ST Microelectronics à Milan, qui ont contribué au développement du procédé THELMA et m'ont ainsi donné une base technologique pour mes travaux. J'exprime particulièrement ma gratitude à Chantal Combi pour être notre interlocuteur privilégié sur les questions techniques liées au procédé de fabrication.

Je remercie Messieurs Skandar Basrour et Patrick Loumeau pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et d'être rapporteurs de thèse.

Je remercie Jean-Mark Capron et Bruno Stefanelli pour

l'aide et les conseils qu'ils m'ont apportés tout au long de mon travail. Je remercie tout particulièrement Valérie Vandehandé et Jean-Michel Droulez pour leur disponibilité, leur assistance et leur soutien moral.

J'exprime ma profonde gratitude à monsieur Leon Carré pour m'avoir accueilli à l'ISEN et pour m'y avoir confié des enseignements.

Mes remerciements particulièrement chaleureux s'adressent à Philippe Basset pour son soutien amical, pour sa présence et pour toutes les choses qu'il m'a fait découvrir au long de ces trois années passées à Lille.

Je remercie mes amis, qui m'ont soutenu dans les périodes difficiles : Antonina, A. Matthieu, Vivek, Carlos, Thierry, Pierre et tout les autres.

Je remercie les professeurs de ma scolarité de lycée (école N°117 d'Odessa) et de l'université (Université Polytechnique d'Etat d'Odessa) pour m'avoir donné les bases scientifiques qui m'ont permis d'effectuer ce travail.

SOMMAIRE

Chapitre 1. INTRODUCTION GENERALE

1. Note historique sur la naissance et l'évolution de la téléphonie sans fil: miniaturisation comme un moteur du progrès.....	11
2. Cadre scientifique et technologique du travail de thèse : composants MEMS pour téléphone mobile multistandard.....	13
3. Spécifications souhaitées des filtres micromécaniques IF	16
4. Etat de l'art dans le filtrage micro-mécanique	17
5. Objectifs de la thèse	20
6. Organisation du mémoire	21

Chapitre 2. CONCEPTION DE RESONATEURS MICROMECHANIQUES DANS LE PROCEDE DE COUCHE EPAISSE DE ST MICROELECTRONICS

1. Introduction	23
2. Différents aspects de conception de résonateurs micro-mécaniques dans une technologie de couche épaisse	24
2.1. Fonctionnement des résonateurs micro-mécaniques avec actionnement électrostatique latéral.....	24
2.1.1 Structure des résonateurs micro-mécaniques	24
2.1.2 Transducteur électrostatique non-linéaire	25
2.1.3 Elément résonnant de résonateur	27
2.1.4 Influence d'un transducteur électrostatique non-linéaire sur la fréquence de résonance du résonateur	29
2.1.5 Fonctionnement du résonateur électromécanique	30
2.1.6 Schéma électrique équivalent petit signal du résonateur	30
2.1.7 Eléments déterminant les performances de transmission et d'atténuation d'un filtre électromécanique.....	31
2.2 Procédé technologique de couche épaisse épitaxiée	34
2.3 Simulation de systèmes microélectromécaniques	36
2.3.1 Simulation des éléments mécaniques	36
2.3.2 Capacités électriques des micro-structures	38
2.3.3 Simulation des systèmes mixtes	38
3. Obtention d'un gap sub-micronique par ajustement post-fabrication	42
3.1 Nécessité de réduction de gap	42
3.2 Approches existantes d'obtention d'un gap submicronique	43
3.3 Présentation du principe d'ajustement de gap post-fabrication par actionnement électrostatique	45

3.4 Conception du moteur de réduction de gap	47
3.4.1 Aspects théoriques de dimensionnement du moteur	47
3.4.2 Conception d'un moteur électrostatique à double ressort	51
3.4.3 Conception d'un moteur à simple ressort	54
3.4.4 Conception des dispositifs de test	55
3.5 Test des moteurs	55
3.5.1 Test du moteur à double ressort réduisant le gap d'un seul transducteur	56
3.5.2 Test du moteur à double ressort réduisant le gap de deux transducteurs	58
3.5.3 Test du moteur à simple ressort réduisant le gap d'un seul transducteur	59
3.5.4 Test du moteur à simple ressort réduisant le gap de deux transducteurs	60
3.6 Limitations de la méthode de réduction de gap par rapprochement des électrodes	61
3.7 Méthode de réduction de gap : conclusions et perspectives	61
4. Test et performances des résonateurs de type "poutre encastree-encastree"	63
4.1 Introduction	63
4.2 Résultat du premier cycle de fabrication	63
4.3 Résultats du deuxième cycle de fabrication	66
4.3.1 Modification des ancrés des résonateurs	66
4.3.2 Test des résonateurs à poutres courtes	68
4.3.3 Analyse de résultats expérimentaux : comparaison avec les résultats du premier run	68
4.4 Dispositif de test des résonateurs	69
4.4.1 Choix de la méthode de test des résonateurs	69
4.4.2 Description de l'amplificateur de test	71
4.4.3 Mesure de la capacité de couplage	73
4.4.4 Compensation du couplage parasite	74
4.5 Résistance motionnelle des résonateurs	75
4.6 Régime de grand signal : comportement non-linéaire	76
4.7 Evolution du coefficient de qualité en fonction de la pression d'air	77
4.8 Reproductibilité des résonateurs dans le procédé THELMA	77
5. Conclusion	79

Chapitre 3. CONCEPTION DE FILTRES A RESONATEURS COUPLES PAR UN RESSORT ELECTROSTATIQUE

1. Introduction	81
2. Théorie de filtres à résonateurs couplés	83
2.1 Système avec un couplage mécanique ou capacitif : position des pôles de transmission pour un cas sans pertes	83
2.2 Etude d'un filtre à résonateurs couplés avec pertes	86
2.3 Cas de disparité des fréquences de résonance des résonateurs du filtre	89
3. Couplage électrostatique des résonateurs mécaniques	90
3.1 Couplage de deux résonateurs mécaniques par une capacité	90
3.1.1 Principe de fonctionnement	90
3.1.2 Réalisation d'un filtre à couplage par capacité	

<i>dans la technologie THELMA</i>	92
3.2 Introduction du coupleur à nœud commun neutre	95
3.2.1 <i>Démonstration du principe — analyse d'un coupleur symétrique</i>	95
3.2.2 <i>Analyse du coupleur à nœud commun neutre pour le cas général</i>	97
3.3 Coupleur à nœud commun polarisé	98
3.3.1 <i>Analyse pour le cas d'une géométrie symétrique</i>	98
3.3.2 <i>Analyse du coupleur à nœud commun polarisé pour le cas général</i>	100
3.4 Modèles mécaniques équivalents des coupleurs électrostatiques	101
3.4.1 <i>Introduction d'un modèle mécanique équivalent des coupleurs</i>	101
3.4.2 <i>Application au coupleur électrostatique à nœud commun neutre</i>	104
3.4.3 <i>Application au coupleur électrostatique à nœud commun polarisé</i>	105
3.5 Influence du coupleur à nœud commun polarisé sur les fréquences de résonance des résonateurs du filtre	107
3.6 Influence d'une capacité entre le nœud commun et la masse électrique sur le comportement du coupleur à nœud commun polarisé	109
4. Conception, test et simulation des filtres à résonateurs couplés	111
4.1 Introduction	111
4.2 Conception d'un filtre à polarisation extérieure du nœud commun du coupleur	111
4.3 Test d'un filtre à polarisation extérieure du nœud commun du coupleur	111
4.3.1 <i>Préparation du test</i>	111
4.3.2 <i>Caractérisation des résonateurs individuels</i>	115
4.3.3 <i>Résultat de test du filtre</i>	116
4.3.4 <i>Commentaire des résultats expérimentaux</i>	119
4.3.5 <i>Caractérisation du filtre à couplage fort</i>	120
4.4 Simulation d'un filtre à résonateurs couplés	121
4.4.1 <i>Extraction des capacités parasites par simulation électrostatique 3D</i> ...	121
4.4.2 <i>Simulation du cas de couplage faible</i>	123
4.4.3 <i>Simulation du cas de couplage fort</i>	124
4.5 Influence des capacités parasites sur la caractéristique de transfert	125
4.6 Conception des filtres auto-polarisés avec un couplage électrostatique	127
4.6.1 <i>Résultats de test.</i>	128
5. Conclusion : perspectives	130

Chapitre 4. EQUIVALENCE ELECTROMECHANIQUE POUR LES SYSTEMES COMPLEXES

1. Introduction	133
2. Présentation de l'équivalence électro-mécanique	133
2.1 <i>Définition de l'équivalence série pour un résonateur mécanique</i>	133
2.2 <i>Définition de l'équivalence parallèle pour un résonateur mécanique</i>	135
2.3 <i>Topologie des réseaux électriques équivalents</i>	137
3. Description formelle d'un système mécanique complexe à paramètres localisés	137
4. Synthèse des réseaux électriques équivalents pour les systèmes mécaniques complexes	139
4.1 Introduction de la transformation mécanique-électrique par l'équivalence parallèle	139
4.1.1 <i>Rappel de la méthode des nœuds</i>	140

4.1.2 Synthèse du réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle	141
4.1.3 Les propriétés des réseaux équivalents aux systèmes mécaniques obtenus par l'équivalence parallèle	142
4.1.4 Résumé des résultats	142
4.2 Introduction de la transformation électrique-mécanique avec l'équivalence série	143
4.2.1 Rappel de la méthode des mailles	143
4.2.2 Rappel sur la dualité des réseaux électriques	145
4.2.3 Synthèse d'un réseau électrique équivalent pour un système mécanique donnée avec l'équivalence série	145
4.2.4 Conditions d'existence et les propriétés des réseaux équivalents avec l'équivalence série	147
4.2.5 Résumé des résultats	148
5. Synthèse des systèmes mécaniques équivalents pour un réseau électrique donné	148
5.1 Transformation électrique-mécanique basée sur l'équivalence parallèle	149
5.2 Transformation électrique-mécanique basée sur l'équivalence série	150
6. Conclusion. Discussion des résultats obtenus et recommandations pratiques	151

Chapitre 5. APPLICATION DE LA METHODE D'EQUIVALENCE ELECTROMECHANIQUE A LA CONCEPTION D'UN FILTRE MECANIQUE AVEC DES ZEROS DE TRANSMISSION

1. Introduction : besoin en filtres contenant des zéros de transmission dans la bande coupée	155
2. Conception de l'architecture du filtre	156
3. Dimensionnement du filtre	159
3.1 Synthèse du prototype de filtre sans zéros de transmission	160
3.2 Introduction des éléments générant des zéros de transmission	161
3.3 Dimensionnement approximatif: accord des résonateurs individuels isolés	163
3.4 Dimensionnement précis : accord des résonateurs individuels du filtre	164
3.4.1. Etude des résonateurs individuels du filtre	165
3.4.2. Dimensionnement des résonateurs	166
4. Niveau de transmission dans la bande passante	169
5. Aspects de réalisation des éléments mécaniques réels	171
5.1 Réalisation du ressort de couplage	171
5.2 Prise en compte des non-idéalités des éléments mécaniques	172
5.2.1 Etude d'un ressort réel réalisé à partir d'une poutre mécanique	173
5.2.2 Application à la technologie de ST Microelectronics	174
6. Conclusion : bilan des résultats et perspectives	176

Chapitre 6. CONCEPTION D'UN RECEPTEUR RF HETERODYNE AVEC UN FILTRE MICROMECHANIQUE DANS UN ETAGE IF

1. Introduction	177
2. Présentation du filtre utilisé dans le démonstrateur	178
3. Dérive de la fréquence centrale des filtres et des résonateurs : méthodes de compensation existantes.....	179
4. Description de l'architecture du récepteur	181
4.1 Présentation de l'architecture du récepteur	181
4.2 Mesure de la fréquence centrale du filtre	182
4.3 Commutation entre les phases de mesure et de réception	186
4.4 Synthèse du signal du deuxième oscillateur local	188
4.5 Module de filtre micro-mécanique	188
4.6 Résultats de test	189
4.7 Conclusion et perspectives	190
 CONCLUSION GENERALE	 191
 REFERENCES	 195
 Liste des publications effectuées dans le cadre du travail de thèse	 203
 ANNEXE I. Dessin de masque des résonateurs haute fréquence conçus dans le procédé THELMA	 205
 ANNEXE II. Dessin de masque des modules conçus pour le premier run	 209
 ANNEXE III. Dessin de masque des modules conçus pour le deuxième run	 214

Chapitre 1. INTRODUCTION GENERALE

1. Note historique sur la naissance et l'évolution de la téléphonie sans fil: miniaturisation comme un moteur du progrès

L'évolution des moyens individuels de télécommunication radio a pris un élan quasi-futuriste vers la fin des années 90. Les principes physiques et techniques de communication à distance ont été connus depuis plus de 100 ans. En 1891 Edison reçut un brevet sur le principe de la télégraphie sans fil, en 1898 Marconi mit en place la première station radio commerciale, en 1920 Armstrong réalisa l'architecture de récepteur superhétérodyne... Cependant pendant de longues années la téléphonie mobile trouvait des applications uniquement dans des domaines stratégiques tels que la défense et la sécurité. Elle n'était presque pas disponible au grand public. La téléphonie sans fil a apparu comme une réalité dans les années soixante-dix quand on a découvert comment augmenter la capacité du réseau en utilisant plus efficacement le spectre radioélectrique. Le premier système mobile cellulaire est devenu opérationnel à Chicago en 1978 (norme "Advanced Mobile Phone System", AMPS). Les exigences techniques pour les réseaux de radiotéléphonie publique, définies par la compagnie Bell System 7 ans auparavant, sont restées actuelles jusqu'à nos jours : une grande capacité de desserte d'abonnés, une utilisation efficace du spectre, une compatibilité à l'échelle nationale, une adaptabilité à la densité de trafic, présence d'une infrastructure de service... L'exploitation commerciale de la téléphonie cellulaire s'est répandue dès le début des années 80. D'autres normes furent développées, telles que *Total Access Cellular System*, mise en place en Grande Bretagne ou *Nordic Mobile Telephone*, répandue en Scandinavie et l'Europe de Nord) [1].

Les origines profondes de cet essor doivent sans doute être cherchées dans les tendances de la société de l'époque : le dynamisme croissant du monde des affaires a conditionné une demande implicite des moyens individuels de télécommunication. Or il est également évident que le succès commercial du téléphone mobile a été possible grâce à la révolution technologique produite par l'invention du transistor et des circuits intégrés silicium (1950 : premières communications sur le transistor, le désignant comme une substitution potentielle aux tubes cathodiques, 1953 : Sony commercialise le récepteur radio à base de tran-

sistors). La mobilité du terminal communicant sous-entend de faibles dimensions et une consommation raisonnable, ce qui était difficilement envisageable dans la technologie de tubes cathodiques. Ainsi nous pouvons dire que la miniaturisation a joué un rôle clé dans l'apparition de la téléphonie mobile grand public.

Les progrès dans la miniaturisation des circuits électroniques et la révolution numérique qui a suivi, ont fait naître les télécommunications radio numériques. Le premier standard transnational, le GSM, dont l'initiative* appartient à l'organisme de gestion des services publics des pays nordiques (Nordic PTT) et à la Conférence Européenne de Postes et Télécommunications (CEPT), a été défini dans la technologie numérique (décision prise en 1985). Le standard GSM est devenu une réalité commerciale en Europe vers 1992 et a supplanté en 1994 les réseaux analogiques nationaux en devenant une norme presque unique sur le continent [1].

Le succès commercial du GSM a été conditionné par des solutions technologiques ingénieuses qui ont permis d'offrir un maximum de libertés à l'utilisateur (par exemple l'utilisation d'une carte à puce dissociée du terminal pour définir l'identité de l'utilisateur, une qualité numérique du son comparable à celles des téléphones filaires). Grâce à la gestion intelligente du spectre radioélectrique (technique TDMA, compression numérique du signal), une bonne isolation entre les canaux assure une confidentialité satisfaisante. En grande partie la réussite du GSM est due aux qualités exceptionnelles des terminaux : faibles dimensions, faible consommation d'énergie, prix raisonnables et en même temps une fiabilité de fonctionnement et une multi-fonctionnalité (montre-réveil-répertoire-télémessagerie-interface programmable et une possibilité d'autres services plus élaborés). Cela a nécessité la présence, au sein des terminaux, de micro-contrôleurs et de DSP réalisés en technologies VLSI modernes (à titre d'exemple, une technologie CMOS 0.18 μm permet de fabriquer 8.5 millions de portes logiques sur 1 cm^2 , ce chiffre s'élève à 20 millions pour une technologie CMOS 0.12 μm).

Conçu pour la voix, le GSM se révèle mal adapté pour l'échange de données en haut débit (le débit typique du GSM étant de 9600 bauds), et donc à la plupart des applications que l'on attend des téléphones du futur : navigation sur Internet, transmissions d'images, de sons, visiophonie... Les standards de troisième génération visent à corriger ce défaut, en permettant l'échange de données numériques quelle que soit la nature de l'information qu'elles contiennent (le son, l'image, les codes de programme...), et ceci en haut débit afin

* L'initiative a été prononcée en 1982.

d'assurer un bon déroulement en temps réel des communications multimédias. Tenant compte de la mobilité croissante des échanges mondiaux, il existe une volonté d'adapter un standard global de télécommunication qui serait compatible avec tous les terminaux du monde. Ceci doit être une des normes de la troisième génération. En réalité de multiples problèmes empêchent que cela arrive dans un futur proche. Il faut prévoir, que différents standards coexisteront sur le marché international et même national (continental) durant les années à venir. Ceci est essentiellement dû au fait que les normes de la troisième génération sont très différentes de celle du GSM et partant de là, ni les terminaux, ni les stations de base GSM ne peuvent être utilisés pour leur mise en place. Ainsi toute l'infrastructure doit être construite à partir de zéro, ce qui demande des investissements considérables et donc des prix élevés les premiers temps après la mise en service. Ceci limitera le nombre d'utilisateurs, et pendant longtemps, le GSM coexistera avec les standards 3G. Une transition réussie vers les télécommunications de la troisième génération ne peut être assurée que si les terminaux 3G conservent une compatibilité descendante avec les standards de la deuxième génération. Dans ce contexte technologique un terminal mobile multistandard apparaît comme une nécessité.

2. Cadre scientifique et technologique du travail de thèse : composants MEMS pour téléphone mobile multistandard

Le développement d'un téléphone multistandard est un défi technologique important, et les composants MEMS ont été identifiés comme une technologie clef pour la miniaturisation de l'interface RF.

La table 1 montre les bandes de fréquence de quelques normes les plus répandues dans le monde et les largeurs de bande des canaux de transmission [2]. Dans la mesure où le nombre de standard est important, il est difficilement envisageable de réaliser une chaîne de traitement distincte pour chacun dans le même téléphone : à part les problèmes d'encombrement, cette solution souffre d'un manque de flexibilité du point de vue industriel, car la nécessité d'intégrer un standard de plus engendrerait des modifications coûteuses. Une approche plus intelligente consiste à utiliser des modules de traitement à paramètres reconfigurables, qui permettraient au terminal de s'adapter aux différentes normes. Ainsi le nombre de modules dupliqués pourrait être réduit car chacun traiterait un groupe de standards appartenant à la même famille et ayant les spécifications voisines.

Cette approche est appliquée avec succès aux blocs numériques, qui sont programmables

Table 1. Bandes de fréquence et des largeurs de canal pour différents standards de communication.

	GSM (Europe)	DCS1800 (Europe)	DECT (Europe)	UMTS (Europe)	IS-136, IS-95 (USA)
Plage de fréquence, MHz	830-915 (Tx) 869-894 (Rx)	1710-1785 (Tx), 1805-1880 (Rx)	1880-1900	1920-1980 (Tx) 2110-2170 (Rx)	824-849 (Tx), 869-894 (Rx)
Largeur de canal, kHz	200	200	1728	5000	30, 1250

grâce à leur nature binaire (micro-contrôleurs et DSP). Les difficultés majeures résident dans les modules RF des terminaux : leur fonctionnement est spécifique au standard de communication utilisé et ils comportent des éléments sélectifs en fréquences tels que les filtres passifs SAW ou à quartz. Ces composants sont généralement implantés en discret et leurs paramètres ne peuvent pas être reconfigurés. De plus ils ne sont pas intégrables sur silicium et leurs dimensions encombrantes empêchent une implantation multiple pour supporter plusieurs standards [3].

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre du projet européen MELODICT, dont le but est de développer des composants passifs MEMS capables de remplacer les composants discrets mentionnés ci-dessus et permettant de réaliser un module monopuce de réception RF multistandard [4], [5]. La technologie MEMS (MicroElectroMechanical Systems) permet de réaliser sur silicium des composants mécaniques à l'échelle micrométrique. Ces composants sont commandés par des micro-actionneurs électromécaniques, le plus souvent électrostatiques. La technologie offre la possibilité de réaliser des micro-relais commandés électrostatiquement, des condensateurs à capacité variable et des filtres réalisés à base de résonateurs micro-mécaniques [4-8].

Le programme du MELODICT prévoit également la réalisation d'un prototype du module de réception RF multistandard à base des composants développés au cours du projet. La figure 1 présente conceptuellement l'architecture reconfigurable du module RF prévue pour intégrer les composants MEMS développés [4, 5]. Un filtre d'antenne reconfigurable permet de sélectionner la bande de fréquence correspondant au standard voulu, grâce à une capacité variable ou à un filtre MEMS. Les largeurs des bandes passantes du LNA et du PA sont également contrôlées par des capacités variables. Grâce aux interrupteurs, l'antenne peut être commutée entre deux bandes RF, réalisant le traitement suivant deux différents types de standard (par exemple UMTS et GSM qui ont des largeurs de canal

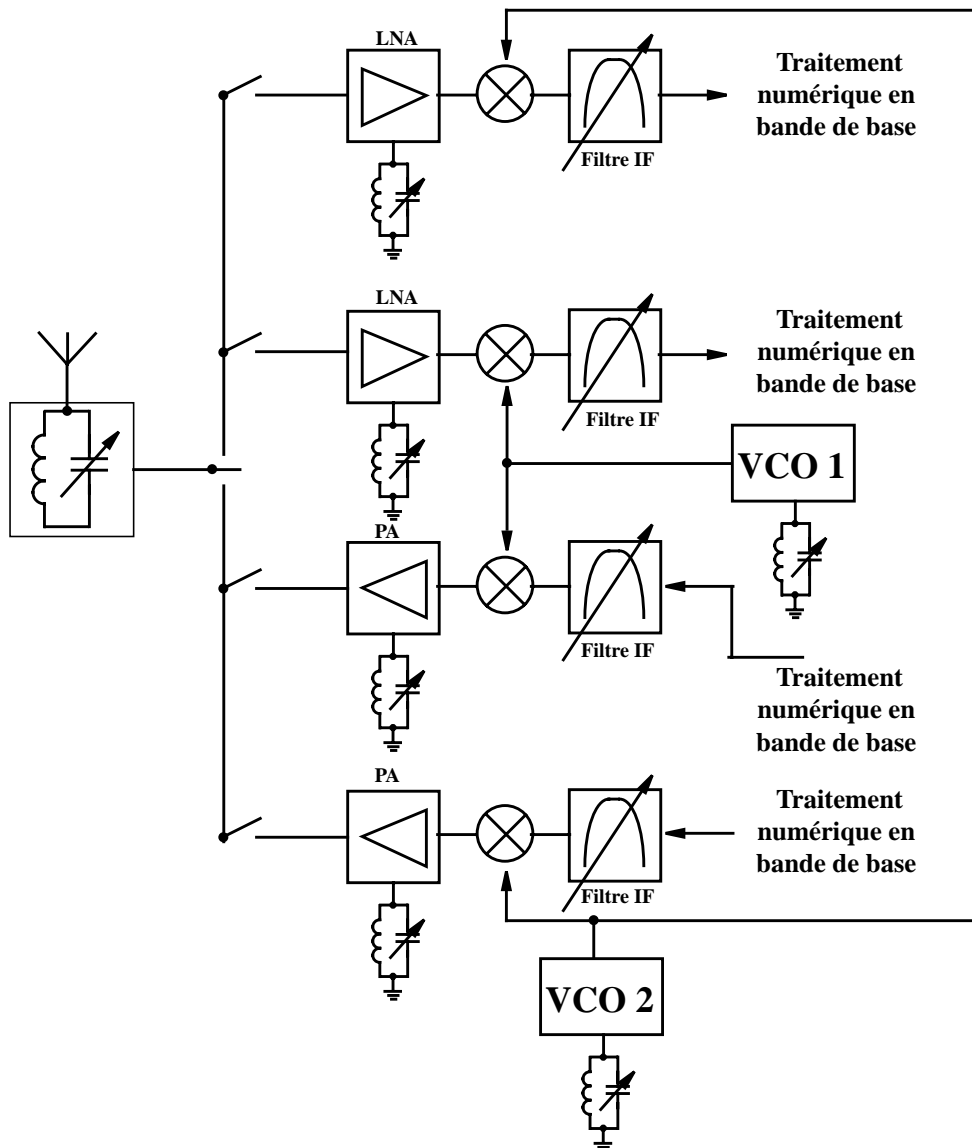


Figure 1. Schéma synoptique de l'interface RF d'un terminal mobile multi-standard.

très différentes et ne peuvent pas utiliser les mêmes modules de traitement). Les VCO utilisant les capacités variables MEMS offrent une large plage de variation de fréquence.

Ce travail de thèse est consacré au développement de filtres micro-mécaniques IF dans le procédé de fabrication de couche épaisse de polysilicium épitaxié de la société ST Microelectronics. Ce procédé, conçu pour la fabrication des dispositifs MEMS de grandes dimensions et fonctionnant en basses fréquences (accéléromètres, gyroscopes...), n'avait jamais été utilisé pour la conception des filtres.

3. Spécifications souhaitées des filtres micromécaniques IF

La commercialisation des composants RF MEMS nécessite des investissements importants pour la mise en place d'une technologie de fabrication nouvelle et complexe. Ceci peut uniquement être justifié dans le cas où les composants MEMS offriraient des performances supérieures ou du moins équivalentes à celles de leurs homologues discrets, en ayant en plus l'avantage d'être intégrables sur silicium. La table 2 donne des exemples de spécification des filtres IF discrets commerciaux pour les standards GSM, DECT et WCDMA, fabriqué par la société MURATA [9]. Des filtres MEMS avec de telles performances n'ont jamais été réalisés.

Table 2. Exemple des spécifications des filtres IF SAW disponibles dans le commerce chez MURATA.

	Fréquence centrale, MHz	Bande passante, kHz	Atténuation, dB	Pertes dans la bande passante, dB	Impédance
SACFCJ225MRA0X01R 11, GSM, première IF (SAW)	225.0	± 80 de la f_0	30 ($f_0 \pm 400kHz$) 40 ($f_0 \pm 600kHz$)	9.0	700 Ω
SAFUW110MCAT0T00, DECT, première IF (SAW)	110.595	± 576 de la f_0	10 ($f_0 \pm 1150kHz$) 30 ($f_0 \pm 1728kHz$)	4.5	300 Ω
W-CDMA (SAW)	380/570	5 MHz			

Selon les communications internes du projet MELODICT, pour être compétitif les filtres micro-mécaniques doivent satisfaire aux spécifications suivantes :

- la fréquence de résonance minimale est égale à 100 MHz ;
- le filtre doit assurer la sélection de canal. La largeur de bande diffère suivant le standard de communication, de 200 kHz pour GSM à 5 MHz pour le W-CDMA ;
- les spécifications sur l'atténuation, l'impédance et la stabilité en température doivent être définies en tenant compte de l'architecture complète du module de communication ;
- les technologies de fabrication doivent être compatibles avec l'environnement industriel (reproductibilité, rendement, complexité...).

Comme nous le montrons plus tard dans cette introduction, ces spécifications des filtres micro-mécaniques nécessitent l'utilisation des procédés de fabrication complexes, voire exotiques [46], [22]. Pour cette raison les acteurs industriels s'orientent à présent vers les

architectures de récepteurs fonctionnant sans les filtres IF (architectures “*low IF*” ou “*zero IF*”), malgré les défauts bien connus de ces solutions [10].

Un des objectifs de notre travail est d’explorer les potentiels du procédé de ST Microelectronics pour la réalisation de filtres MEMS, tout en cherchant à se rapprocher des spécifications mentionnées ci-haut.

Les contraintes imposées aux filtres IF peuvent être allégées en cas d’une conception intelligente de l’architecture entière du récepteur. Les composants MEMS, ayant une base technologique différente des composants discrets classiques, possèdent naturellement des propriétés différentes dans le sens qualitatif et quantitatif. Ainsi il n’est pas toujours optimal de chercher à remplacer un composant discret par son homologue MEMS aux spécifications identiques. Par conséquent, dans les recherches sur les composants micro-usinés, il est nécessaire de tenir compte de l’ensemble “architecture du système - dispositifs MEMS” [7, 11].

4. Etat de l’art dans le filtrage micro-mécanique

Le travail le plus complet sur le filtrage micro-mécanique a été effectué dans le groupe de Clark T. - C. Nguyen [7], [53], où de nombreux aspects physiques, technologiques et applicatifs ont été étudiés. Ces recherches ont donné lieu à une série de publications, dont la plupart sont citées dans la liste bibliographique du présent manuscrit. Notons particulièrement trois réalisations de filtres les plus aboutis, dont les performances se rapprochent le plus des spécifications mentionnées dans le paragraphe précédent.

Un filtre composé de deux poutres encastées-encastées, vibrant en mode de flexion verticale, couplées par un ressort mécanique et fonctionnant à la fréquence de 68 MHz, a été présentée dans l’article [12] (1999). La figure 2a présente une photographie du dispositif. La fréquence centrale est la plus élevée parmi celles obtenues jusqu’à présent pour les filtres MEMS composés de deux résonateurs. Ce filtre a une largeur de bande de 2% de la fréquence centrale. Un procédé de fabrication complexe a été utilisé pour obtenir un gap de transducteur sub-micronique. Ce gap est défini par une couche d’oxyde qui est enlevée ensuite par une gravure HF. L’article évoque des problèmes liés à cette étape technologique: il est difficile d’enlever l’oxyde d’une tranchée très étroite ($<500 \text{ \AA}$) sans en polluer les parois. Pour nettoyer l’espace entre les électrodes et le résonateur, il a été nécessaire de chauffer les résonateurs jusqu’à une température de 400°C en y faisant passer un courant

fort après la fabrication.

La réalisation d'un filtre à fréquence centrale de 450 kHz, composé de trois résonateurs, est décrite dans l'article [13] (1999). L'ordre du filtre est le plus grand sur tous les filtres MEMS réalisés jusqu'à présent. Le dispositif utilise trois résonateurs à peignes interdigités, couplés par deux ressorts mécaniques (figure 2b). La bande passante est de 0.1 % de la fréquence centrale, le filtre est ainsi très sélectif. L'impédance d'entrée-sortie du filtre est de 50 k Ω , ce qui est obtenu au prix des tensions de polarisation très fortes (150-170 V). Avec les résistances de terminaison de 400-500 k Ω , les pertes dans la bande passante s'élèvent à 0.5 dB.

Cette architecture ne peut pas être reproduite pour un filtrage en fréquences plus élevées, à cause des grandes dimensions des transducteurs à peigne.

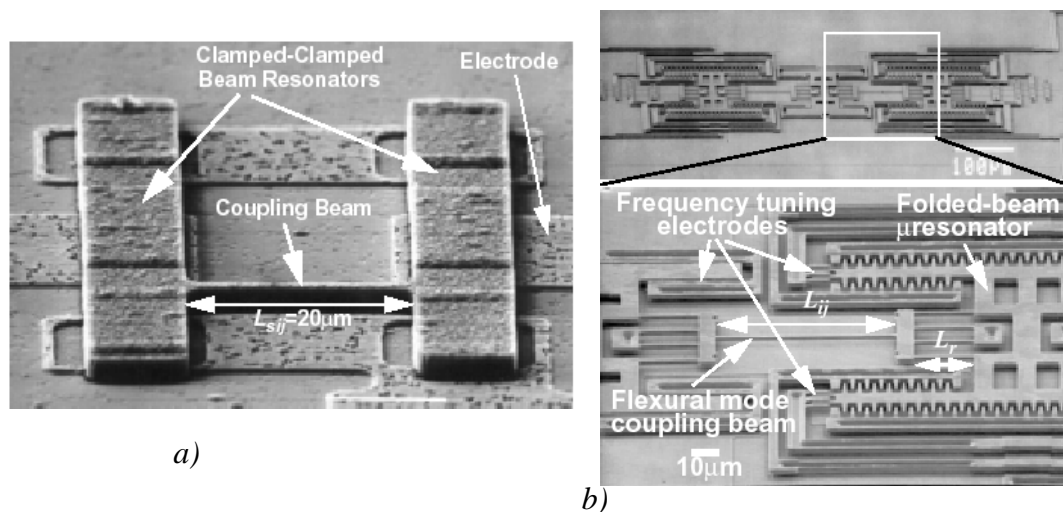


Figure 2. Filtres micro-mécaniques réalisés dans l'équipe de Clark T.-C. Nguyen : a) filtre haute fréquence d'ordre deux décrit dans [12], b) filtre basse fréquence d'ordre trois décrit dans [13].

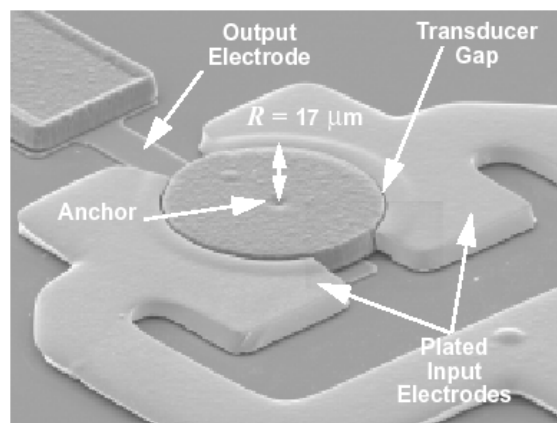


Figure 3. Résonateur haute fréquence réalisé dans [14].

La réalisation d'un résonateur micro-mécanique du second ordre à fréquence de résonance de 160 MHz et à facteur de qualité de 9400 est présentée dans l'article [14] (2000). Ce résonateur est composé d'un disque excité latéralement par un couple de transducteurs électrostatiques (figure 3). Un mode de vibration de volume est alors utilisé. Un procédé de fabrication original est employé pour réaliser un gap sub-micronique des transducteurs latéraux, à électrodes métalliques. La fréquence de résonance de 160 MHz est la plus grande obtenue jusqu'à présent pour les résonateurs micro-mécaniques.

Un seul résonateur n'est cependant pas suffisant pour effectuer un filtrage complexe. Pour satisfaire aux spécifications du filtrage IF, des filtres du sixième au dixième ordre (3-5 résonateurs) peuvent être nécessaires. Cependant, en matière de filtrage mécanique d'ordre élevé les travaux ne sont pas aussi nombreux que sur les réalisations des résonateurs ou des filtres élémentaires. Tous les filtres présentés jusqu'à présent utilisent la même architecture des résonateurs couplés, ce qui impose des limites sur les caractéristiques de transfert disponibles. Notamment cette architecture ne permet pas de réaliser un filtre avec des zéros de transmission dans la bande coupée [15, chapitre 6]. Or dans les filtres de sélection de canal, des zéros de transmission placés aux fréquences des canaux voisins, peuvent aider à mieux les atténuer et donc à sélectionner plus efficacement le canal voulu.

Deux articles, évoquant la conception de filtres mécaniques complexes, doivent être cités. Les publications [16] et [17] (1996-1997) proposent une approche de simulation et de conception de systèmes électromécaniques mixtes, utilisant des transducteurs électromécaniques de différents types. L'article se concentre sur l'analyse des systèmes électromécaniques simples, en considérant les modèles à paramètres localisés et à paramètres distribués (système "poutre - couple de transducteurs"). Différents types de transducteurs mécaniques sont considérés (électrostatiques, piézoélectriques, électromagnétiques et électrodynamiques). Les éléments mécaniques sont modélisés par leurs réseaux électriques équivalents.

En matière d'utilisation des filtres micro-mécaniques dans des architectures de récepteurs, on peut noter deux réalisations intéressantes.

Dans l'article [11] (1998) les auteurs proposent de profiter de la non-linéarité du transducteur électrostatique d'un filtre micro-mécanique pour réaliser un mélange des signaux RF et LO et de filtrer le produit par le même dispositif. Cela permet d'économiser un bloc de mélangeur dans l'étage IF et de résoudre le problème de la fuite du signal de l'entrée à la sortie du filtre. Cette démonstration est un excellent exemple d'une conception intelligente d'un système mixte électromécanique.

Les articles [18] et [19] (2001) décrivent des réalisations d'oscillateurs à base de résonateurs mécaniques destinés à être utilisés comme oscillateurs de référence. Les résultats montrent que de tels oscillateurs nécessitent une amélioration en termes du bruit et de la stabilité de la fréquence d'oscillation. Les limitations sont liées à la non-linéarité des éléments résonants, aux fortes valeurs de la résistance motionnelle et à la dérive thermique de la fréquence de résonance des résonateurs mécaniques.

5. Objectifs de la thèse

Le travail de thèse couvre les trois volets de l'activité de filtrage MEMS : la conception de résonateurs élémentaires, la conception d'architectures de filtres et la conception de systèmes mixtes électriques-mécaniques utilisant ces filtres.

Au démarrage de la thèse, les activités de conception de filtres micro-mécaniques ont été nouvelles dans le laboratoire d'accueil, ainsi il a été nécessaire de constituer un savoir-faire sur la base technologique qui était à notre disposition. Il s'agit d'un procédé de fabrication de dispositifs MEMS utilisant une couche épaisse de polysilicium épitaxié pour l'implantation des éléments vibrants et des transducteurs. Ceci constitue un des points innovants de notre travail car toutes les réalisations précédentes ont utilisé des procédés de couche mince (1-3 μm d'épaisseur). Comme nous le montrerons dans le chapitre 2, les contraintes et les difficultés ne sont pas les mêmes dans ces deux cas.

Notre travail a commencé par une conception de résonateurs élémentaires à fréquences de résonance visées de 100-300 MHz. Cette activité précède nécessairement la conception de filtres, car les résonateurs sont les éléments de base pour les architectures d'ordre élevé.

Ce travail a également permis d'explorer les capacités du procédé de ST Microelectronics pour la conception de filtres et de résonateurs hautes fréquences. Il a donné lieu à un procédé original d'ajustement post-fabrication du gap de transducteur, pour lequel une demande de brevet français est cours.

Le deuxième objectif porte sur la conception de filtres micro-mécaniques d'ordre élevé, permettant de réaliser les spécifications nécessaires pour le filtrage IF. Nous souhaitons explorer les architectures de filtres, possibles dans la technologie de couche épaisse. Le travail est composé de deux parties.

La première inclut le développement d'une approche pour réaliser des filtres à résonateurs couplés dans la technologie de ST Microelectronics. Nous proposons d'utiliser un ressort de couplage électrostatique à rigidité contrôlée en tension. Cela permet de réaliser des

filtres à bande passante variable et ainsi ouvre la voie vers la réalisation d'architectures de filtres reconfigurables.

La seconde partie du travail est à caractère plus exploratoire. Elle porte sur la recherche d'architectures de filtres mécaniques innovantes, différentes de celle des résonateurs couplés. Nous nous intéressons particulièrement aux filtres avec des zéros de transmission dans la bande coupée. Cette étude a incité les recherches d'une méthode de conception et de simulation pour les filtres mécaniques complexes. La méthode proposée est basée sur l'équivalence entre les réseaux électriques et les systèmes mécaniques à paramètres localisés.

En guise d'aboutissement logique des recherches sur les filtres micro-mécaniques en fréquences intermédiaires, nous avons réalisé un démonstrateur de récepteur RF, utilisant un filtre mécanique dans la chaîne de traitement IF. Cette expérience est à caractère innovant, puisqu'elle fait appel à une approche système pour ajuster et corriger les différentes dérives de la fréquence centrale du filtre.

6. Organisation du mémoire

Ce mémoire de thèse est organisé de la façon suivante.

Dans le chapitre 2 nous abordons les aspects relatifs à la conception de résonateurs micro-mécaniques dans le procédé de ST Microelectronics. Un bref rappel des bases théoriques sera suivi par une présentation du procédé de fabrication et par la description des outils de simulation employés au cours de notre travail. Le corps du chapitre est divisé en deux parties. La première décrit la conception et le test d'un moteur électrostatique, permettant de réaliser un gap sub-micronique de transducteur électrostatique dans le procédé de ST Microelectronics. Les résultats de cette activité ont été utilisés pour toutes les réalisations de résonateurs et de filtres décrits dans ce mémoire. Comme c'est expliqué dans le chapitre, avec un gap de transducteur autorisé par les règles de la lithographie du procédé, aucun filtre de haute fréquence ne serait réalisable. La deuxième partie décrit les résultats de conception et de test des résonateurs micro-mécaniques de type "poutre encastree-encastree".

Dans le chapitre 3 nous décrivons la conception de filtres à base des résonateurs couplés. Le couplage se fait par un champ électrostatique et non par un ressort mécanique, ce qui constitue un point d'innovation. La première partie du chapitre contient un rappel sur la théorie de filtres à résonateurs couplés. La deuxième est consacrée à la théorie de couplage électrostatique. Nous y introduisons de différentes architectures de coupleurs, l'analyse

mathématique associé et les considérations par rapport à la réalisation pratique. Dans la troisième partie nous montrons la conception du filtre et les résultats de test et de simulation. Deux cycles de conception-fabrication-test sont présentés.

Dans le chapitre 4 nous introduisons la théorie d'équivalence entre les systèmes mécaniques et les réseaux électriques à paramètres localisés. Cette théorie est utilisée dans le chapitre suivant pour la conception de filtres avec des zéros de transmission. La théorie fournit un outil pour concevoir les filtres mécaniques en raisonnant en termes de réseaux électriques.

Dans le chapitre 5 nous montrons comment réaliser un filtre mécanique avec des zéros de transmission dans la bande d'atténuation. A cause des problèmes technologiques, nous avons limité nos recherches à l'élaboration de la théorie et à la simulation des architectures de filtres.

Le chapitre 6 décrit la réalisation et le test du démonstrateur d'un récepteur RF, employant un filtre micro-mécanique. Une solution originale a été proposée pour contourner le problème de la dérive thermique de la fréquence centrale du filtre IF. La fréquence intermédiaire s'adapte en temps réel à la variation de la fréquence centrale du filtre.

Chapitre 2. CONCEPTION DE RESONATEURS MICROMECHANIQUES DANS LE PROCEDE DE COUCHE EPAISSE DE ST MICROELECTRONICS

1. Introduction

L'objectif de l'activité décrite dans ce chapitre est d'explorer les capacités du procédé de couche épaisse de ST Microelectronics pour la conception des résonateurs micro-mécaniques haute fréquence, tout en visant les fréquences de résonance de 100-300 MHz. Nous nous sommes concentrés sur la conception des résonateurs de type "poutre encastree-encastree" en mode de flexion latérale.

Ce choix du mode de vibration est dicté par le procédé de fabrication que l'on a eu à disposition : une grande épaisseur de la couche structurelle limite la possibilité d'implanter des poutres souples, et une grande distance entre la couche structurelle et la couche enterrée est insuffisante pour réaliser une transduction efficace. La vibration latérale implique un actionnement latéral, par conséquent, dans le procédé THELMA les électrodes des transducteurs d'entrée-sortie et les éléments vibrants sont réalisés dans la même couche de silicium (couche structurelle).

Les réalisations de résonateurs haute fréquence présentées avant l'an 2000 utilisent les modes de vibration verticale. Ce choix a été imposé par les techniques d'obtention du gap sub-micronique connues à l'époque. La liberté de conception et la géométrie du résonateur et des transducteurs d'actionnement se trouvaient alors limitées [20], [21], [12]. La fréquence de résonance maximale atteinte pour une poutre libre-libre en mode de vibration verticale est de 90 MHz. Avec la mise en place du procédé, permettant de réaliser les transducteurs électrostatiques latéraux efficaces, les structures utilisant les modes de vibration verticale ont pu être réalisés [22], [14] (2000-2001). La fréquence de résonance maximale de 160 MHz est atteinte pour un disque vibrant en modes de volume. Dans ce procédé les électrodes sont fabriquées en métal, tandis que le résonateur est réalisé en couche mince de polysilicium.

2. Différents aspects de conception de résonateurs micro-mécaniques dans une technologie de couche épaisse

2.1. Fonctionnement des résonateurs micro-mécaniques avec actionnement électrostatique latéral

Les principes de fonctionnement des résonateurs micro-mécaniques avec actionnement électrostatique sont décrits en détail dans [23], une étude sur les facteurs, affectant la fiabilité de fonctionnement est présentée dans [24]. Ici nous exposons seulement les points essentiels de la théorie des résonateurs microélectromécaniques.

2.1.1 Structure des résonateurs micro-mécaniques

Un résonateur est constitué d'un élément mécanique résonnant et d'un ou plusieurs transducteurs électromécaniques, qui servent à exciter le résonateur (transducteur d'entrée) et/ou à prélever la réponse (transducteur de sortie). L'élément résonnant et les transducteurs peuvent avoir des géométries différentes, la fig. 1 en montre trois exemples.

Le premier résonateur est réalisé à partir d'un élément résonnant de type "poutre repliée", et possède des fréquences de résonance dans la plage 50-500 kHz [25-29]. L'élément résonnant du deuxième utilise une poutre encastrée-encastrée, les fréquences de résonance en mode de flexion se trouvent alors dans la plage 1-100 MHz. Le dispositif peut utiliser les modes de flexion verticaux ou latéraux, suivant la disposition des transducteurs [12, 19-23, 31]. Le troisième résonateur est constitué d'un disque, conçu pour vibrer en mode de volume, ce qui procure de très hautes fréquences de résonance (la fréquence la plus haute obtenue est de 160 MHz [14]).

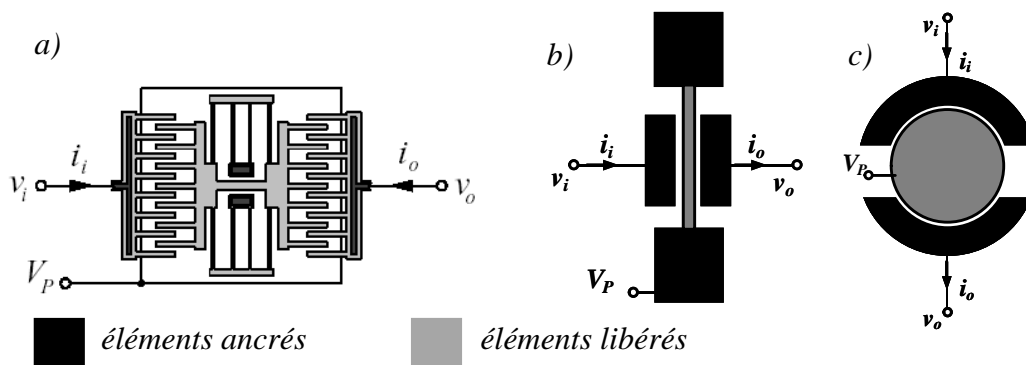


Figure 1. Exemples de géométries possibles des résonateurs mécaniques : a) résonateur à poutre repliée, b) résonateur "poutre encastrée-encastrée", c) disque vibrant en modes de volume.

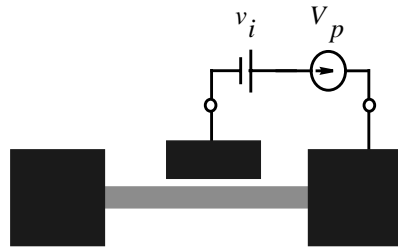


Figure 2. Résonateur électromécanique en configuration de dipôle.

Tous ces résonateurs utilisent un actionnement électrostatique. Le premier utilise des transducteurs électrostatiques à peigne interdigité (*interdigitated comb-drive*). Ce transducteur se distingue par une linéarité par rapport au déplacement, mais par de faibles facteurs de transduction et des grandes dimensions, ce qui limite son utilisation à des fréquences inférieures à 1MHz [23]. Les deux autres résonateurs utilisent des transducteurs électrostatiques non-linéaires à plans parallèles. Ces transducteurs possèdent des coefficients de transduction plus grands. De plus, le fait qu'ils soient constitués par une des parois de l'élément résonnant offre une meilleure souplesse d'utilisation.

Du point de vue électrique, les résonateurs présentés à la fig. 1 sont quadripôles car ils possèdent un port d'entrée et de sortie. On rencontre également des résonateurs dipôles [32, 18]. Dans ce cas-là ils ont un seul transducteur (fig. 2) ou deux connectés ensemble [33]. Ils sont alors électriquement identiques à un résonateur à quartz classique.

Les fréquences de résonance, obtenues pour la géométrie de poutre encastree-encastree dans les travaux précédents, sont de 1 à 70 MHz. Nous avons choisi cette architecture pour explorer les potentiels du procédé utilisé.

2.1.2 Transducteur électrostatique non-linéaire

Un transducteur électrostatique non-linéaire est une capacité plane dont une des électrodes possède un degré de liberté mécanique dans l'axe perpendiculaire aux plans des électrodes (fig. 3) [23, paragraphe 2.4.1, 8]. Ce transducteur permet de transformer un déplacement mécanique en un courant électrique et une tension électrique en une force mécanique. Considérons les deux cas.

1) Mode d'interface électrique-mécanique.

Si une tension E est appliquée au transducteur, la force générée par le champ électrique entre les électrodes est égale à :

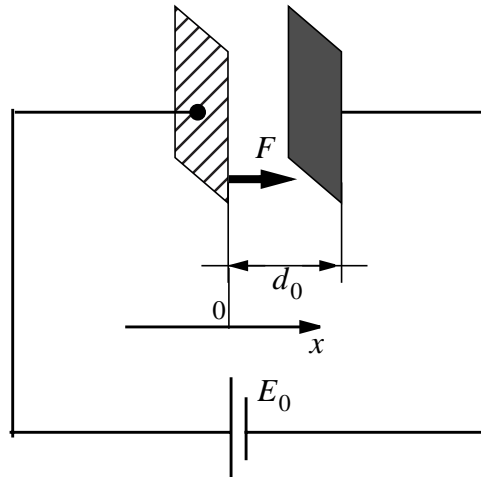


Figure 3. Schéma du transducteur capacitif plan.

$$F(E, x) = \frac{E^2}{2} \epsilon_0 \frac{S}{(d_0 - x)^2}, \quad (2.1)$$

où S est l'aire des électrodes du transducteur, d_0 est la distance initiale entre les électrodes, x est le déplacement de l'électrode mobile.

Ainsi, la force dépend d'une façon non-linéaire du déplacement et de la tension. Les filtres de télécommunication nécessitent une transduction linéaire. La linéarisation est obtenue en superposant le signal sur une tension continue.

Soit une tension continue E_0 est superposée sur une tension alternative $e(t)$ telle que $|e(t)| \ll |E_0|$. En négligeant le terme du second ordre on peut considérer, que le carré de la tension E appliquée sur le transducteur est égal à :

$$E^2 = E_0^2 + 2E_0e(t) + e(t)^2 \approx E_0^2 + 2E_0e(t) \quad (2.2)$$

En ne gardant que la composante alternative de cette expression et en supposant que le déplacement de l'électrode mobile est faible devant la distance d_0 , nous obtenons pour le mode sinusoïdal petit signal :

$$f = eE_0\epsilon_0 \frac{S}{d_0^2}, \quad (2.3)$$

où f et e désignent les amplitudes petit signal de la force et de la tension d'entrée. Nous considérons comme tension d'entrée uniquement la composante sinusoïdale e de la tension appliquée au transducteur.

La grandeur

$$\delta = \frac{f}{e} = E_0 \varepsilon_0 \frac{S}{d_0^2} \quad (2.4)$$

est appelée “facteur de transduction en régime petit signal”.

Ainsi le transducteur électrostatique génère une force mécanique proportionnelle à la tension d’entrée.

2) Mode d’interface mécanique-électrique.

Supposons maintenant, que seule la tension continue E_0 est appliquée au transducteur et que l’électrode mobile du transducteur se déplace d’une distance x . Le déplacement modifie la capacité du transducteur. Comme la tension appliquée est maintenue constante, il y a lieu une variation de charge sur les électrodes suivant la loi $U = CV$:

$$dQ = E_0 dC. \quad (2.5)$$

Pour le régime de petit signal nous obtenons :

$$dC = d\left(\varepsilon_0 \frac{S}{d_0 - x}\right) = \varepsilon_0 \frac{S}{(d_0 - x)^2} dx \approx \varepsilon_0 \frac{S}{d_0^2} dx. \quad (2.6)$$

$$\text{Ainsi, } dQ = E_0 \varepsilon_0 \frac{S}{d_0^2} dx = \delta dx. \quad (2.7)$$

En se rappelant que $\frac{dQ}{dt} = i$, où i est le courant traversant la capacité, nous obtenons la formule finale :

$$i = \delta \frac{dx}{dt} = \delta v, \quad (2.8)$$

où v est la vitesse de déplacement de l’électrode mobile.

Ainsi un transducteur électrostatique est capable de convertir un déplacement mécanique en un courant électrique.

Notons la dépendance quadratique du facteur de transduction de la largeur de gap entre les électrodes. Plus ce gap est faible, meilleure est l’efficacité énergétique de la transduction.

2.1.3 Élément résonnant de résonateur

Un résonateur est un élément mécanique qui possède des modes de résonance fortement accentués. A une excitation sinusoïdale un résonateur répond par des oscillations uniquement en fréquences correspondant aux modes propres de résonance. Chaque mode de réso-

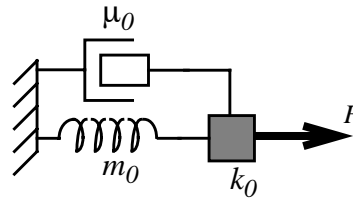


Figure 4. Modèle modal à paramètres localisés d'un résonateur mécanique.

nance peut être caractérisé par les paramètres modaux du résonateur : la masse modale m_0 , la rigidité modale k_0 et le facteur d'amortissement modal μ_0 [34]. Ainsi un résonateur oscillant dans un mode de résonance peut être représenté par un système mécanique à paramètres localisés (fig. 4).

Les résonateurs mécaniques réels possèdent plusieurs modes de résonance. Selon la façon dont on excite le résonateur, un ou plusieurs modes participent dans sa réponse harmonique [35]. Si le résonateur est réalisé à partir d'une poutre encadrée-encadrée excitée latéralement par une électrode placée au milieu (fig. 1b), le premier mode de flexion latérale est privilégié [37-39]. Il apporte donc la contribution essentielle dans la réponse harmonique. D'autres modes de résonances peuvent être utilisés : les modes de vibration de volume (fig. 1a), les modes supérieurs de flexion, les modes de torsion, etc.

Un résonateur est caractérisé par la fréquence de résonance en mode fondamental f_0 et par le facteur de qualité Q en ce mode :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad Q = \frac{2\pi f_0 m}{\mu}. \quad (2.9)$$

Le facteur de qualité définit la sélectivité de la réponse en fréquence :

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}, \quad (2.10)$$

où Δf est la largeur de bande au niveau de -3 dB.

Pour une poutre encadrée-encadrée la fréquence de résonance en premier mode de flexion est calculée suivant la formule :

$$f_0 = 1.05 \frac{d}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (2.11)$$

où d est la largeur de la poutre, l est sa longueur, E est le module d'Young du matériau, ρ est la densité du matériau [34, 38, 39].

Cette formule est valable uniquement pour les poutres longues (en pratique la longueur

doit être beaucoup plus grande que la largeur et la hauteur) et suppose un ancrage des extrémités de la poutre parfaitement rigide (en pratique la rigidité des ancrages doit être largement supérieure à la rigidité de la poutre).

2.1.4 Influence d'un transducteur électrostatique non-linéaire sur la fréquence de résonance du résonateur

Si un résonateur est actionné par un transducteur électrostatique non-linéaire polarisé, on observe un assouplissement du résonateur et une baisse de sa fréquence de résonance. Cet assouplissement est produit par le ressort équivalent à rigidité négative créée par la non-linéarité du transducteur.

Soit le transducteur est polarisé par une tension E (fig. 5a). En développant la formule (2.1) en série de Taylor nous obtenons pour la force attractive du transducteur :

$$F(x) = \frac{E^2}{2} \epsilon_0 \frac{S}{d_0^2} + E^2 \epsilon_0 \frac{S}{d_0^3} \cdot x + \dots \quad (2.12)$$

La force générée par le transducteur contient une composante proportionnelle au déplacement du résonateur. Cette composante est équivalente à la force, produite sur le résonateur par un ressort à rigidité $k_t = -E^2 \epsilon_0 \frac{S}{d_0^3}$. Cette rigidité négative s'ajoute à la rigidité propre du résonateur (fig. 5b). La rigidité effective du résonateur diminue et la fréquence de résonance baisse :

$$\omega_m = \sqrt{\frac{k_0 + k_t}{m_0}} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{|k_t|}{k_0}} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{E^2 \epsilon_0 \frac{S}{d_0^3}}{k_0}}, \quad (2.13)$$

où ω_m est la fréquence de résonance modifiée, ω_0 est la fréquence de résonance propre du résonateur.

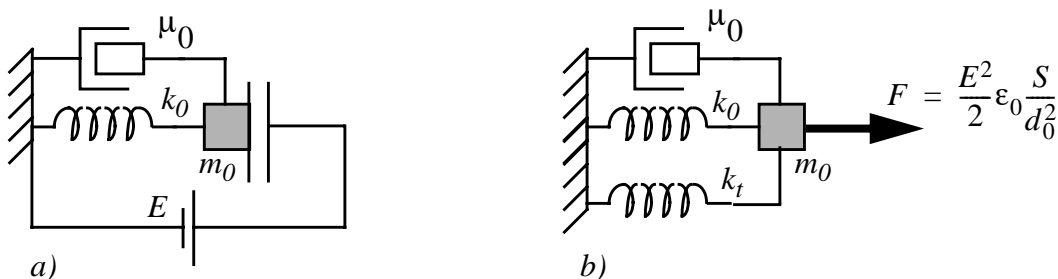


Figure 5. Assouplissement du résonateur actionné par un transducteur non-linéaire : a) schéma du résonateur, b) schéma mécanique équivalent.

Les raisonnements exposés restent valables si un signal faible est superposé à la tension de polarisation.

Le phénomène de l'assouplissement du résonateur permet d'ajuster la fréquence de résonance du résonateur par la tension de polarisation [23].

2.1.5 Fonctionnement du résonateur électromécanique

Considérons maintenant le fonctionnement de l'ensemble "élément résonnant - transducteurs d'entrée-sortie" (un des dispositifs présentés à la fig. 1). Les deux transducteurs sont polarisés à une tension E_0 appliquée à l'élément résonnant. Le signal d'entrée est appliqué à l'électrode d'entrée, ainsi la tension totale appliquée au transducteur d'entrée est une superposition de ces deux tensions. Le transducteur d'entrée génère sur le résonateur une force proportionnelle au signal d'entrée. Le résonateur réagit par des oscillations uniquement aux composantes spectrales de cette force correspondant au mode de résonance privilégié. Le transducteur de sortie est polarisé en continu à la tension E_0 . Il détecte les oscillations et les convertit en courant de sortie. Ce courant est traité ensuite par les circuits d'interface électronique [23].

2.1.6 Schéma électrique équivalent petit signal du résonateur

On peut démontrer, qu'un résonateur mécanique avec deux transducteurs électrostatiques est vu électriquement comme un réseau LCR série auquel s'ajoutent les capacités des transducteurs d'entrée-sortie et la capacité entre l'électrode d'entrée et l'électrode de sortie, appelée la capacité de couplage (fig. 6) [23, paragraphe 2.5].

Les capacités C_{01} , C_{02} , C_C existent réellement, tandis que les éléments L_x , C_x , R_x sont les "images" du résonateur, vues à travers les transducteurs capacitifs.

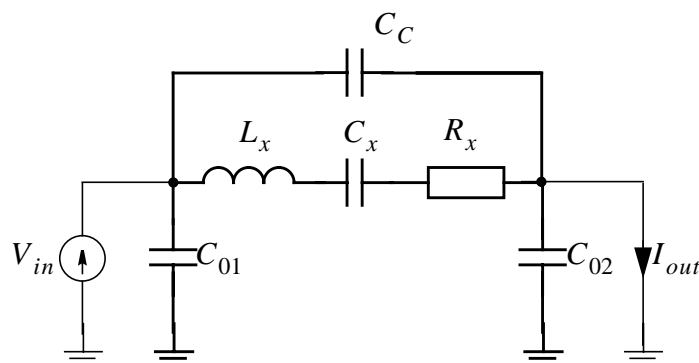


Figure 6. Schéma électrique équivalent d'un résonateur micro-électromécanique.

L'inductance motionnelle L_x (*motional inductance*) modélise l'inertie du résonateur. Sa valeur est égale à $L_x = \frac{m}{\delta^2}$, elle est l'image de la masse localisée du modèle modal du résonateur (fig. 4).

La capacité motionnelle C_x (*motional capacitance*) modélise l'élasticité du résonateur. Sa valeur est égale à $C_x = \frac{\delta^2}{k}$, elle est l'image de l'élasticité localisée du modèle modal du résonateur.

La résistance motionnelle R_x (*motional resistance*) modélise les pertes dissipatives du résonateur. Sa valeur est égale à $R_x = \frac{\mu}{\delta^2}$. Elle est l'image de l'amortisseur localisé du modèle modal du résonateur.

Les capacités parallèles à la masse C_{01} et C_{02} sont des capacités des transducteurs (l'élément vibrant est connecté à un potentiel fixe, donc à la masse petit signal). S'y ajoutent toutes les capacités parasites créées par les connexions externes. Ces capacités peuvent être très perturbantes pour le fonctionnement du filtre et des circuits électroniques d'interface. Leur influence sera considérée plus tard.

Notons également, que le résonateur mécanique voit la résistance de terminaison, connectée en série avec le transducteur, comme un amortisseur à facteur d'amortissement égal à :

$$\mu = R_S \cdot \delta^2, \quad (2.14)$$

où μ est le facteur d'amortissement apparent, R_S est la résistance de terminaison, δ est le facteur de transduction.

2.1.7 Eléments déterminant les performances de transmission et d'atténuation d'un filtre électromécanique

Dans ce paragraphe nous analysons les performances d'un filtre élémentaire, fait à partir d'un résonateur micro-mécanique (fig. 7).

Soit le filtre est terminé par les résistances R_S (résistance de source) et R_L (résistance de charge, ou résistance de sortie). Sa transmission en tension est alors définie comme un rapport entre la tension générée sur la résistance R_L (V_{out}) et celle générée dans le cas du filtre idéal (i. e. présentant un court-circuit entre l'entrée et la sortie) :

$$T(p) = \frac{V_{out}(p)}{V_{max}} = \frac{V_{out}(p)}{V_{in} \frac{R_L}{R_S + R_L}}, \quad (2.15)$$

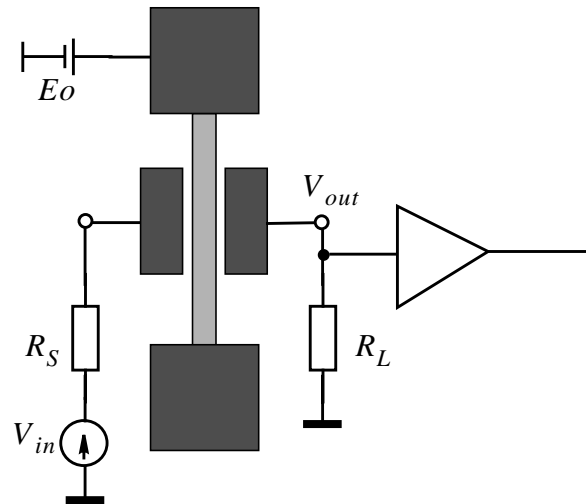


Figure 7. Schéma d'un filtre élémentaire réalisé à partir d'un résonateur micro-mécanique.

où V_{max} est la tension de sortie pour le cas idéal, $V_{out}(p)$ est la tension de sortie du filtre réel.

Les pertes dans la bande passante (*insertion loss*) sont définies comme la valeur absolue de la transmission maximale du filtre dans la bande passante exprimée en décibels :

$$IL = -20 \log |T(j\omega_0)|, \quad (2.16)$$

où ω_0 est la fréquence centrale du filtre.

Considérons un filtre réalisé à partir d'un résonateur micro-mécanique (fig. 7). A la fréquence de résonance, l'impédance du réseau $L_x C_x R_x$ série (fig. 6) est égale à la résistance motionnelle. Sans prise en compte des capacités parasites, la transmission maximale du filtre (et donc les pertes dans la bande passante) est déterminée par :

$$T_{max} = \frac{V_{in} \frac{R_L}{R_S + R_L + R_x}}{V_{in} \frac{R_L}{R_S + R_L}} = \frac{R_S + R_L}{R_S + R_L + R_x} \quad (2.17)$$

Ainsi, pour obtenir de faibles pertes dans la bande passante, les résistances de terminaisons doivent être largement supérieures à R_x . Cela peut être problématique quand R_x est grand (par exemple, 100 k Ω), les résistances de terminaisons doivent alors être de l'ordre des mégohms. En hautes fréquences les résistances de telles valeurs peuvent être shuntées par des capacités C_{10} et C_{20} (l'impédance d'une capacité de 1 pF à la fréquence de 10 MHz est de 15 k Ω). Par conséquent pour faciliter l'adaptation d'impédance pour les dispositifs fonctionnant en hautes fréquences, la résistance motionnelle doit être la plus faible possible.

Lors du calcul de la transmission maximale la capacité de couplage C_C a été négligée. Nous avons supposé implicitement que son impédance à la fréquence de résonance est grande par rapport à la résistance motionelle.

Cependant c'est cette capacité qui limite l'atténuation dans la bande coupée. A fur et à mesure que l'on s'éloigne de la fréquence de résonance, l'impédance du réseau $L_x C_x R_x$ série devient plus grande que l'impédance de la capacité C_C . Ainsi la transmission minimale dans la bande coupée est limitée par :

$$T_{min} \approx \frac{R_S + R_L}{R_S + R_L + |1/j\omega C_C|} \quad (2.18)$$

Si la capacité de couplage est telle, que son impédance à la fréquence de résonance est faible devant la résistance motionelle, les niveaux d'atténuation dans la bande passante et hors bande sont proches, le filtre est donc inutilisable.

Pour les résonateurs réalisés, la capacité de couplage mesurée en présence des connexions atteint la valeur de 0.25 pF, tandis que la valeur intrinsèque du résonateur, obtenue par simulation électrostatique est de l'ordre de 1-5 fF. L'évolution de la caractéristique de transmission simulée pour un des résonateurs réalisé en fonction de la capacité de couplage est montrée aux fig. 8 et 9. La caractéristique obtenue avec la capacité de couplage de 1 fF est très proche de l'idéale (avec $C_C = 0$). Le zéro de transmission observé est un effet

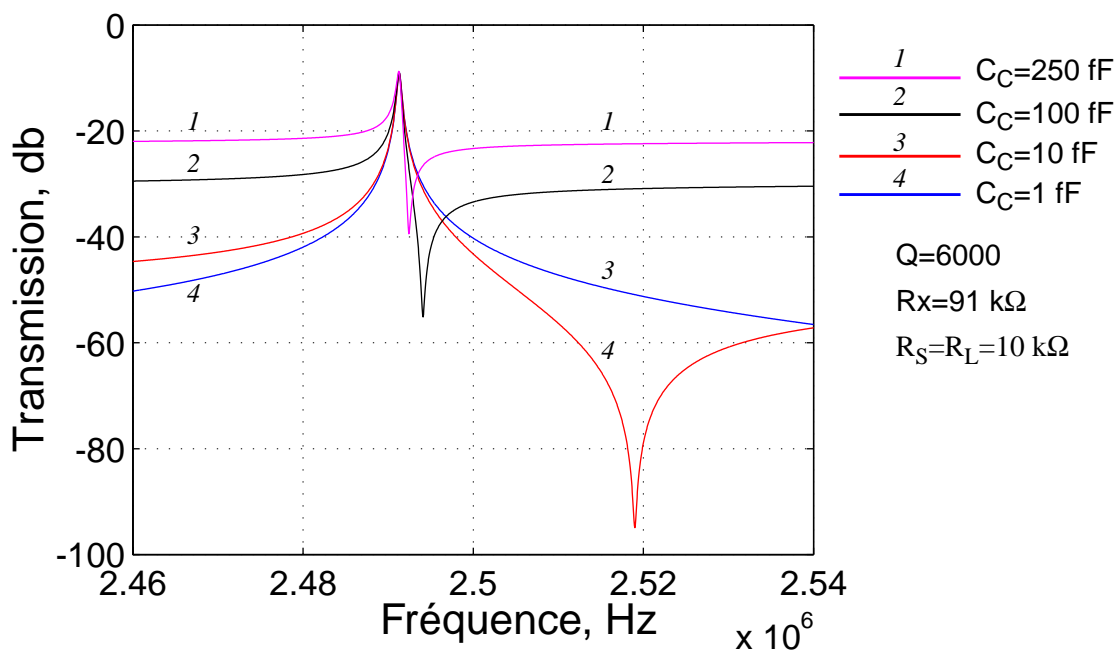


Figure 8. Caractéristiques de transfert simulées pour un résonateur avec différentes valeurs de la capacité de couplage.

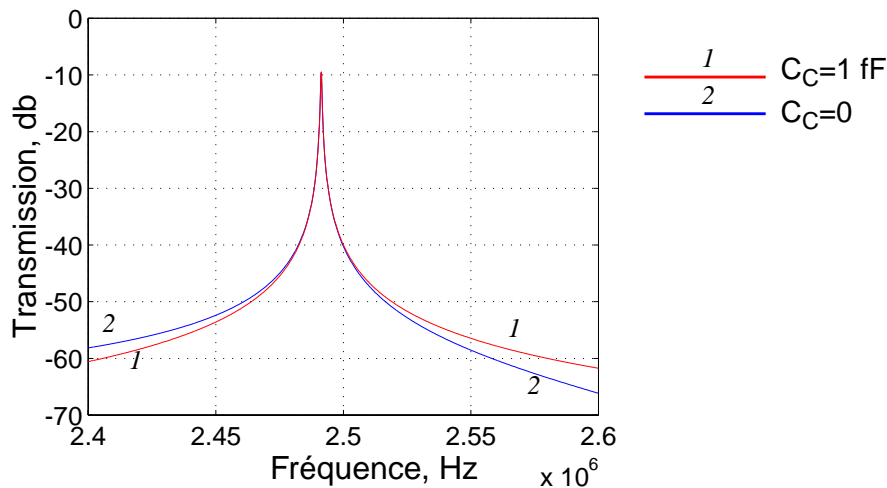


Figure 9. Les caractéristiques du filtre avec la capacité de couplage intrinsèque de 1 fF et sans la capacité de couplage.

secondaire du couplage. Il est généré par la résonance parallèle du réseau $L_X C_X R_X C_C$ [8].

La capacité de couplage peut être fortement réduite par la co-intégration des circuits électroniques d'interface avec le dispositif de filtre mécanique.

2.2 Procédé technologique de couche épaisse épitaxiée

Le procédé de couche épaisse de polysilicium épitaxié a été développé chez ST Microelectronics (Milan, Italie). Ce procédé, appelé THELMA, est initialement destiné à la fabrication en série des dispositifs MEMS tels qu'accéléromètres et gyroscopes.

La fig. 10 explique les étapes du procédé, la structure d'un dispositif final est présentée à la fig. 11. La couche structurale d'une épaisseur de 15 μm est obtenue par une croissance épitaxiée du polysilicium. La couche enterrée de polysilicium d'une épaisseur de 0.45 μm est utilisée pour les interconnexions électriques et pour l'ancrage des éléments de la couche structurale. Il est possible de réaliser des connexions entre les éléments de la couche structurale et le substrat.

Une couche d'aluminium est déposée directement sur la couche structurale. Ainsi, sans constituer un niveau d'interconnexion supplémentaire, la couche de métal permet de réduire la résistance des lignes de connexion réalisées en couche structurale.

Les éléments de la couche structurale sont usinés par une gravure sèche anisotrope. Pour réussir la gravure d'une couche de 15 μm d'épaisseur, la largeur minimale d'ouverture au niveau du masque est de 1.8 μm . A cause de la sous-gravure, le silicium est consommé sur les bords des éléments en dessous des masques [40]. La largeur consommée varie entre 0.5

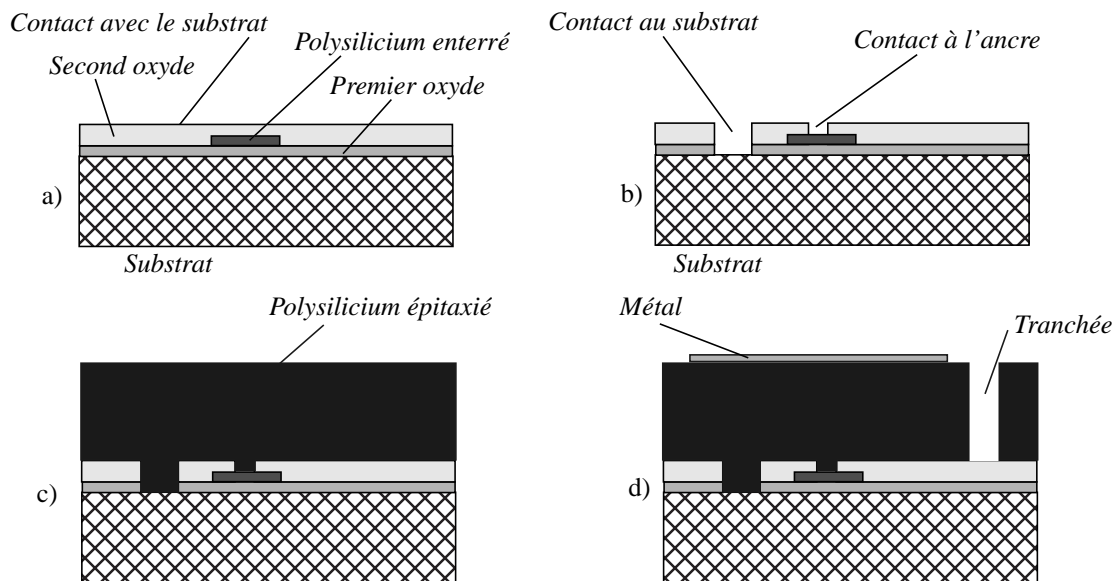


Figure 10. Fabrication d'un dispositif dans le procédé THELMA : a) dépôt des couches d'oxyde et définition de la couche enterrée, b) formation des ouvertures pour les contacts ou les ancrés, c) croissance épitaxiée de la couche structurale, d) dépôt de la couche de métal.

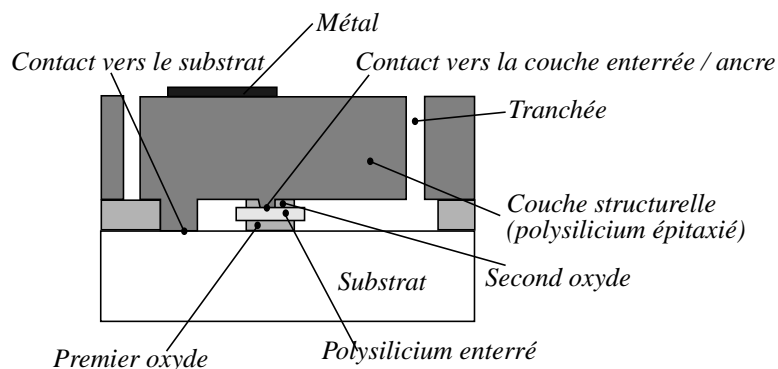


Figure 11. Exemple d'un dispositif fabriqué dans le procédé THELMA.

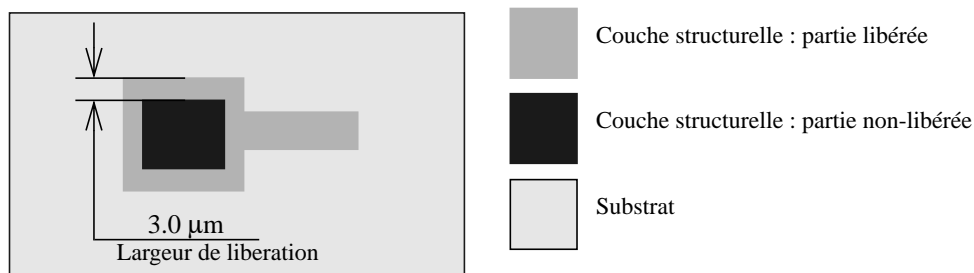


Figure 12. Libération des éléments de la couche structurale.

et $0.7 \mu\text{m}$ suivant les paramètres du procédé. Par conséquent la largeur minimale d'une tranchée ou l'espacement minimal entre deux éléments est proche de $3.0 \mu\text{m}$.

Table 1. Les épaisseurs et les résistivités des couches dans le procédé THELMA

	Couche structurelle	Oxyde1	Couche enterrée	Oxyde 2	Métal	Substrat
Epaisseur, μm	15	2.5	0.45	1.6	0.7	-
Resistance	8 Ω/square	-	26 Ω/square	-	50 m Ω/square	1 Ω/cm

Les éléments de la couche structurelle peuvent être libérés par une gravure isotrope d'une partie de l'oxyde sacrificiel. On grave jusqu'à ce que l'oxyde soit consommé sur une profondeur de 3 μm sur les bords. Ainsi, les éléments dont la largeur est inférieure à 6 μm sont libérés, les autres restent attachés au substrat ou à la couche enterrée par l'oxyde (fig. 12).

2.3 Simulation de systèmes microélectromécaniques

Dès le début de notre travail, il a été nécessaire de se procurer des outils de simulation pour les résonateurs et les filtres micro-mécaniques. La simulation se fait en deux niveaux hiérarchiques. A haut niveau les systèmes complexes sont simulés. Ils peuvent contenir des résonateurs ou d'autres éléments mécaniques, des transducteurs électrostatiques et les circuits électroniques. Cette simulation utilise des modèles simplifiés des éléments mécaniques dont les paramètres sont obtenus à partir d'une simulation mécanique bas niveau par la méthode des éléments finis. La séparation en deux niveaux est nécessaire car la simulation par la méthode des éléments finis est gourmande en ressources informatiques, et seuls de simples systèmes peuvent y être simulés efficacement. Les modèles des transducteurs électrostatiques sont définis en langage Spectre AHDL [16, 44, 45].

2.3.1 Simulation des éléments mécaniques

Nous avons utilisé le logiciel CoventorWare pour effectuer les simulations mécaniques par la méthode des éléments finis [41, 42, 34]. Le modèle géométrique tridimensionnel des dispositifs est obtenu par synthèse à partir des jeux de masques et de la description du procédé de fabrication. Les simulations de différents types sont disponibles : électrostatique (distribution de charges et de forces électrostatiques), mécanique (déformation, réponse aux contraintes, modes de vibration), mixte électrostatique-mécanique (tension "pull-in"), thermique etc. Ce logiciel nous a surtout été utile pour déterminer les modes de résonance des résonateurs et leurs paramètres modaux (fréquence de résonance et masse modale).

Un handicap, commun à tous les logiciels de ce type, consiste en l'impossibilité de simu-

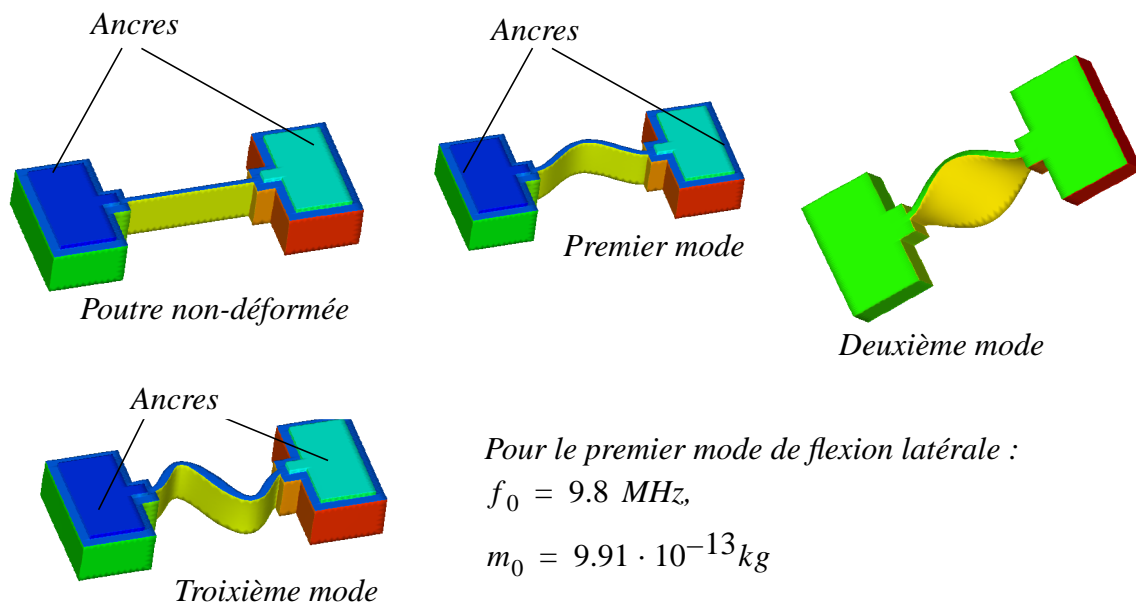


Figure 13. Représentation graphique des modes de résonance pour une poutre encastrée-encastrée de longueur de $40 \mu\text{m}$ et de largeur de $1.8 \mu\text{m}$ dans l'environnement de CoventorWare.

ler les pertes intrinsèques au résonateur en mode de vibration. Seules les pertes visqueuses sont modélisables (frottement à l'air). Il est donc impossible de prédire la valeur du coefficient de qualité intrinsèque dans un mode de résonance donné.

A titre d'exemple, nous montrons les résultats d'une simulation des modes de résonance pour une poutre encastrée-encastrée de $40 \mu\text{m}$ de longueur, $1.8 \mu\text{m}$ de largeur (fig. 13). La simulation montre, que pour une force d'excitation appliquée sur un côté latéral de la poutre, le premier mode de flexion est privilégié. La fréquence de résonance de ce mode est de 9.8 MHz . Cette valeur est confirmée par l'expérience.

L'ancrage du résonateur est supposé idéal, c'est-à-dire parfaitement rigide. Ce n'est pas le cas en réalité. Pour prendre en compte la rigidité limitée de l'ancrage, le modèle doit inclure l'oxyde et le substrat. C'est nécessaire uniquement pour les structures dont la rigidité est comparable à celle des ancrés. Une simulation simplifiée avec les ancrés idéales donne des résultats proches de la réalité pour toutes les structures que nous avons testées.

La différence entre la fréquence de résonance obtenue par simulation et la fréquence mesurée vient essentiellement de l'incertitude sur la largeur exacte de la sous-gravure (et donc sur les dimensions réelles des résonateurs testés).

2.3.2 Capacités électriques des micro-structures

Nous avons utilisé l'outil MemCap du logiciel CoventorWare pour déterminer les capacités des microsystèmes mécaniques (par exemple, capacités parasites des résonateurs). Cet outil permet d'effectuer des simulations de systèmes électrostatiques par la méthode des éléments finis. L'exemple d'une telle simulation est donné dans le chapitre 3 du présent mémoire.

2.3.3 Simulation des systèmes mixtes

Nous utilisons le simulateur SPECTRE dans l'environnement CADENCE pour simuler les systèmes électromécaniques mixtes.

Les résonateurs mécaniques sont représentés par leurs modèles modaux (fig. 4). Afin d'intégrer ces modèles mécaniques dans un environnement de simulation électrique nous utilisons l'équivalence mécanique - électrique, décrite en détail dans le chapitre 4. Ainsi, tous les sous-systèmes mécaniques sont modélisés par leurs réseaux électriques équivalents.

Les transducteurs électromécaniques constituent l'interface entre les domaines mécanique et électrique. Nous utilisons le langage SPECTRE-AHDL pour définir un modèle de transducteur basé sur les lois physiques de comportement.

Du côté électrique un transducteur électrostatique est vu comme une capacité variable dont la valeur dépend de la position du plan mobile :

$$i(t) = \frac{\partial}{\partial t}(C(t) \cdot u(t)) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_0 \frac{S}{d_0 - x(t)} \cdot u(t)\right), \quad (2.19)$$

où $C(t)$ est la valeur instantanée de la capacité du transducteur, $u(t)$ est la tension instantanée appliquée au transducteur, S est la surface des plans du transducteur, d_0 est la distance initiale entre les plans, $x(t)$ est la position instantanée du plan mobile.

Du côté mécanique le transducteur est vu comme une source de force générée par le champ électrique. A chaque instant la force dépend de la tension appliquée au transducteur et de la position du plan mobile :

$$f(t) = \frac{u^2(t)}{2} \frac{\partial}{\partial t} c(t) = \frac{u^2(t)}{2} \cdot \varepsilon_0 \frac{S}{(d_0 - x(t))^2} \quad (2.20)$$

D'après l'analogie électromécanique, une force agissant sur un point est équivalente à une source de force électromotrice $e(t)$, la vitesse de déplacement du point correspond au courant $i(t)$ traversant la source, la position (déplacement) du point correspond à la quan-

tité de charge $q(t)$, qui avait traversée la source. Les variables d'état "déplacement" et "charge" dépendent des conditions initiales.

Ainsi du côté mécanique le transducteur est vu comme une source de force électromotrice. La valeur instantanée de cette force dépend de la tension appliquée au transducteur et de la quantité de charge qui avait traversée la source depuis l'infini. Comme nous ne pouvons pas mesurer directement une quantité de charge, nous la calculons de façon indirecte, en intégrant le courant :

$$q = \int_{-\infty}^t i(t)dt = \int_{-\infty}^0 i(t)dt + \int_0^t i(t)dt = Q_0 + \int_0^t i(t)dt. \quad (2.21)$$

La valeur de cet intégral dépend de la quantité de charge, passée dans l'intervalle $(-\infty, 0)$. Cela correspond à la position du plan mobile à l'origine du temps. Nous considérons qu'elle est nulle. Ainsi, la formule finale pour la force mécanique (la force électromotrice) est :

$$e(t) = \frac{u^2(t)}{2} \cdot \epsilon_0 \frac{S}{\left(d_0 - \int_0^t i(t)dt \right)^2}. \quad (2.22)$$

Le code AHDL qui décrit le transducteur suivant les équations (2.19) et (2.22) est donné dans le cadre ci-dessous. Le transducteur est représenté par un quadripôle vu à travers le port électrique $C1-C2$ comme une capacité variable et à travers le port mécanique comme une source de tension variable (force variable). Le symbole du modèle de transducteur est présenté à la fig. 14.

Notons, que le modèle du transducteur est général et n'est pas spécialement adapté au cas du résonateur ni au fonctionnement en mode linéaire. Il ne contient pas de source de polarisation : la dernière doit faire partie du modèle de haut niveau. Ainsi les simulations de tous types sont possibles (par exemple, simulation permettant de déterminer la tension de *pull-in*, ou caractériser un fonctionnement non-linéaire). Le plus souvent nous avons utilisé la simulation en régime de petit signal pour obtenir les caractéristiques fréquentielles des résonateurs et des filtres.

A titre d'exemple, deux modèles SPECTRES de résonateurs avec des transducteurs et des éléments extérieurs (des sources de polarisation et de signal, une résistance de charge) sont présentés à la fig. 15.


```

// Modèle Spectre AHDL du transducteur capacitif plan non-linéaire
// Les ports extérieurs : C1, C2 du côté électrique, V1, V2 du côté mécanique
// Les paramètres sont les dimensions géométriques du transducteur : la surface et le gap
module cap_nonlin (C1, C2, V1, V2) (S, Do)
  node [V,I] C1;
  node [V,I] C2;
  node [V,I] V1;
  node [V,I] V2;

  parameter real S=15e-12, Do=1.8e-6;
  {
    // constante diélectrique du vide
    const real Eps=8.85e-12;
    // nœud interne intermédiaire
    node [V,I] CV;

    analog {
      // On définit la force électromotrice générée du côté mécanique
      V(V1,V2)<- Eps*S*pow(V(C1,C2)/
(Do+integ(I(V1,V2),0)),2)/2;

      // On associe le nœud intermédiaire au produit de la tension instantanée
      // appliquée au transducteur et la valeur instantanée de sa capacité
      V(CV)<- (Eps*S/(Do+integ(I(V1,V2),0)))*V(C1,C2);
      // On définit le courant électrique du transducteur
      I(C1,C2)<-dot(V(CV));
    }
  }
}

```

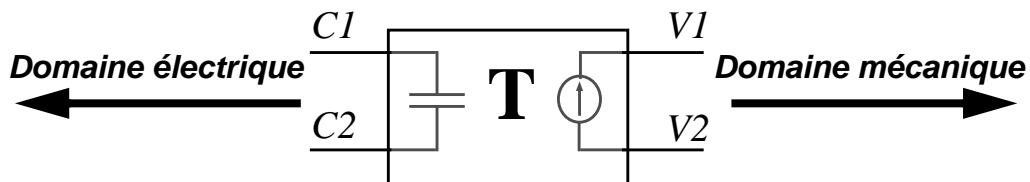


Figure 14. Symbole du transducteur électrostatique dans l'environnement CADENCE.

Dans ces modèles les grandeurs mécaniques sont simulées par leurs analogues électriques. Elles ont alors les mêmes valeurs numériques que ces dernières dans le système d'unité "mètre-kilogramme-seconde".

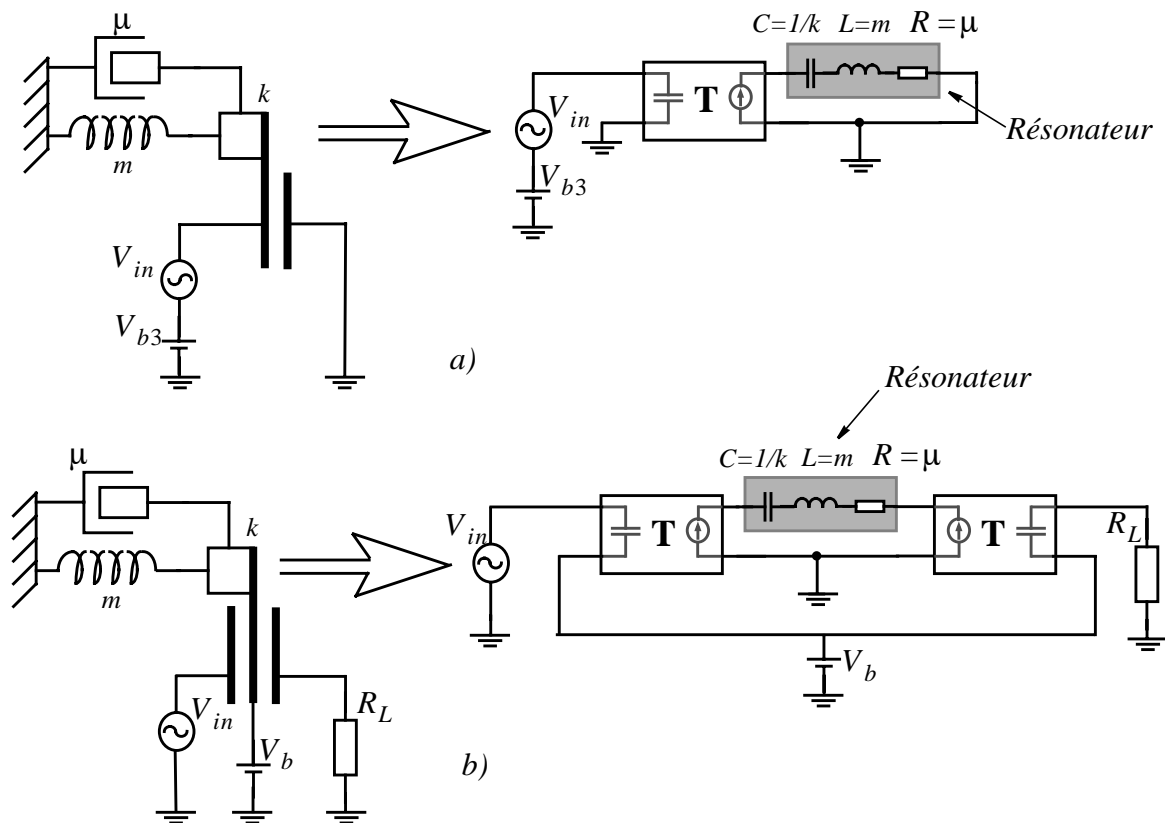


Figure 15. Deux exemples de modèles des résonateurs avec des transducteurs et des éléments électriques extérieurs : a) un résonateur bipôle avec un seul transducteur, b) un résonateur quadripôle avec un transducteur d'entrée et de sortie.

3. Obtention d'un gap sub-micronique par ajustement post-fabrication

3.1 Nécessité de réduction de gap

La forte dépendance de la résistance motionnelle d'un résonateur du gap de transducteur a été démontrée dans le paragraphe 2.1.2 et 2.1.6. La nécessité de l'implantation d'un gap sub-micronique pour les résonateurs haute fréquence a été indiquée dans [46]. Dans ce paragraphe nous montrons sur un exemple qu'avec un gap de transducteur de 3 μm (valeur minimale réalisable dans le procédé THELMA) un résonateur de haute fréquence (>1 MHz) aurait les performances incompatibles avec l'application visée.

Soit le résonateur fait à partir d'une poutre encastree-encastree ayant la longueur de 40 μm , la largeur de 1.8 μm . Les résultats d'une simulation modale de cet élément sont donnés à la fig. 13. Nous trouvons la rigidité modale k_0 :

$$k_0 = m_0 \cdot (2\pi f_0)^2 = 3.83 \cdot 10^3 \text{Nm}^{-1}. \quad (3.1)$$

Nous faisons une hypothèse que le coefficient de qualité est égal à 10 000 (tel est l'ordre de grandeur du coefficient de qualité maximal pour les résonateurs réalisés dans les travaux précédents). Ainsi, nous pouvons trouver l'amortissement modal :

$$\mu_0 = \frac{2\pi f_0 m_0}{Q} = 6.16 \cdot 10^{-9} \text{Nsm}^{-1}.$$

Pour un gap de 3 μm , la longueur du transducteur de 20 μm , la tension de polarisation de 40 V nous obtenons pour le coefficient de transduction :

$$\delta = E \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d_0^2} = 1.18 \cdot 10^{-8} \text{NV}^{-1}. \quad (3.2)$$

La résistance motionnelle est égale à :

$$R_X = \frac{\mu_0}{\delta^2} = 44.2 \text{M}\Omega. \quad (3.3)$$

Il est évident qu'un tel filtre est inutilisable : pour adapter l'impédance des résistances de terminaisons de plusieurs centaines de mégohms sont nécessaires.

Même le test d'un tel filtre poserait un problème. En supposant que le transducteur de sortie est court-circuité (fig. 16), pour un signal d'entrée d'un volt d'amplitude nous obtiendrons un courant de sortie de $I_{out} = \frac{V_{in}}{R_X} = 23 \text{nA}$. Ce courant très faible doit être comparé avec le courant généré par le couplage parasite. Une capacité de couplage de 10 fF a une

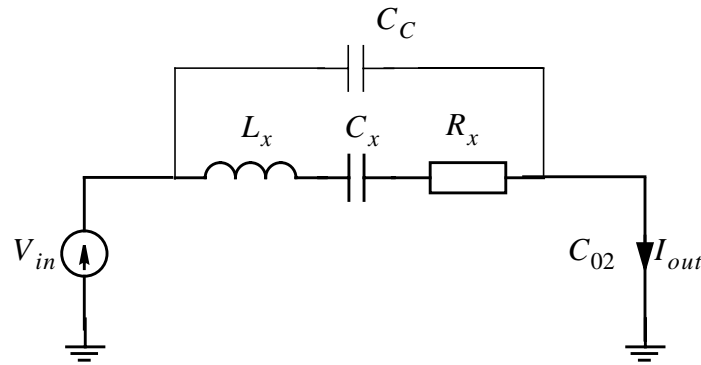


Figure 16. Schéma électrique équivalent d'un filtre micro-électromécanique.

impédance de $1.67 \text{ M}\Omega$ à la fréquence de 10 MHz . Le courant de couplage à la sortie du résonateur sera égal à $I_c = \frac{V_{in}}{Z_C} = 600 \text{ nA}$, 25 fois supérieur au courant utile.

En prenant un gap 10 fois plus faible, nous diminuerions la résistance motionnelle par un facteur 10 000. Ainsi, pour $Q=10000$ nous aurions $4.3 \text{ k}\Omega$, pour le $Q=3000$ nous aurions $14.33 \text{ k}\Omega$, c'est-à-dire des performances nettement meilleures qui sont intéressantes même pour les applications commerciales de télécommunications RF.

Les calculs montrent, que pour obtenir des valeurs de résistance motionnelle d'ordre des centaines de kilohms, le gap doit être inférieur à $0.5 \mu\text{m}$. Des valeurs inférieures à $0.1-0.2 \mu\text{m}$ sont indispensables pour obtenir R_x d'ordre de kilohms.

Les calculs montrent que pour obtenir des performances satisfaisantes, des gaps de largeurs inférieures à $0.5 \mu\text{m}$ sont nécessaires. Des valeurs inférieures à $0.1-0.2 \mu\text{m}$ sont souhaitables pour les résonateurs haute fréquence [14].

Il est donc indispensable de trouver un moyen de réduire la largeur de gap des transducteurs.

3.2 Approches existantes d'obtention d'un gap submicronique

L'approche la plus commune de réalisation d'un gap submicronique consiste à le définir par une couche d'oxyde sacrificiel.

Les travaux [47, 48 (1996), 11 (1998)] décrivent une réalisation des résonateurs de type poutre encastrée-encastrée excitée verticalement. Pour obtenir un gap submicronique on fabrique d'abord une structure "sandwich" dans laquelle l'élément résonnant est séparé de l'électrode par une couche d'oxyde sacrificiel (fig. 17a). Ensuite on enlève l'oxyde par une gravure, la largeur de gap est alors égale à l'épaisseur de l'oxyde (fig. 17b). La dernière peut être très petite et définir ainsi un très petit gap (inférieur à $0.1 \mu\text{m}$).

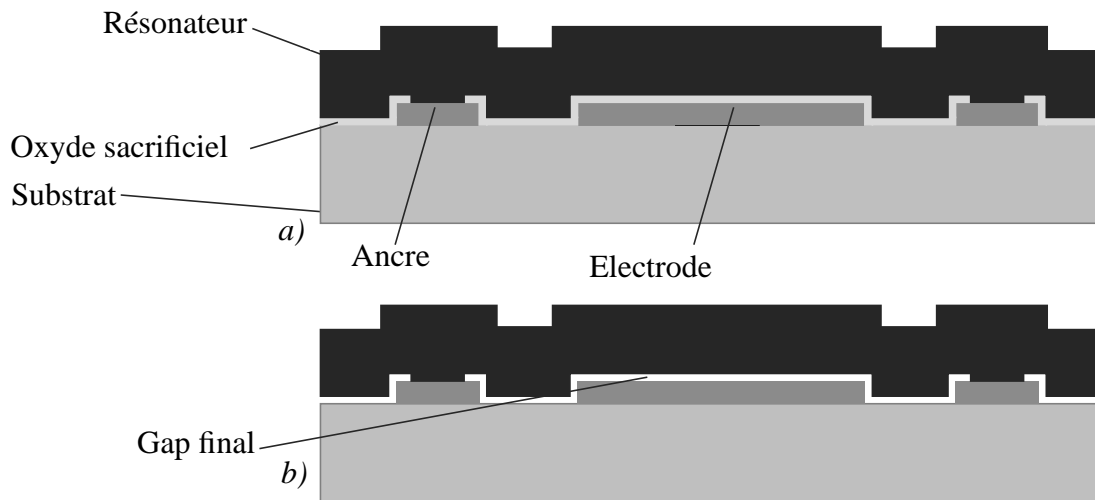


Figure 17. Réalisation d'un gap submicronique vertical par la méthode utilisant un oxyde sacrificiel.

L'article [22 (2000)] décrit un procédé basé sur le même principe de définition du gap par une couche d'oxyde, mais permettant d'obtenir les transducteurs latéraux. Il est utilisé dans les réalisations décrites dans [14], [49]. Les électrodes sont fabriquées en or tandis que le résonateur est fabriqué en polysilicium. La largeur de gap obtenue est de $0.10 \mu\text{m}$.

Les dispositifs présentés dans l'article [20] utilisent une approche différente pour obtenir un gap submicronique vertical : le résonateur est initialement suspendu sur des poutres souples, et il possède une paire de butées du côté de substrat. L'électrode fabriquée en dessous du résonateur en est espacée d'une distance relativement grande de $0.2 \mu\text{m}$ (ce dernier gap est défini grâce à un oxyde sacrificiel). Ainsi quand on applique une tension entre le résonateur et l'électrode, les poutres soutenant le résonateur se déforment et le résonateur se rapproche vers l'électrode en restant bloqué sur les butées (fig. 18). Cette approche a permis d'obtenir des largeurs de gap jusqu'à $0.03 \mu\text{m}$.

L'article [50] décrit un procédé d'obtention d'un gap latéral des largeurs de 0.2 à $0.6 \mu\text{m}$. Un déplacement longitudinal d'une des électrodes par actionnement électrostatique est utilisé pour obtenir un gap submicronique. Comme suit du dessin de la fig. 19, la largeur de gap est définie à l'étape de la fabrication. Une oxydation du silicium est utilisée pour ajuster la largeur finale de gap, cette dernière est donc très sensible aux paramètres du procédé.

Notons que la plupart des approches exposées emploient des procédés de fabrication nettement plus sophistiqués comparé à THELMA.

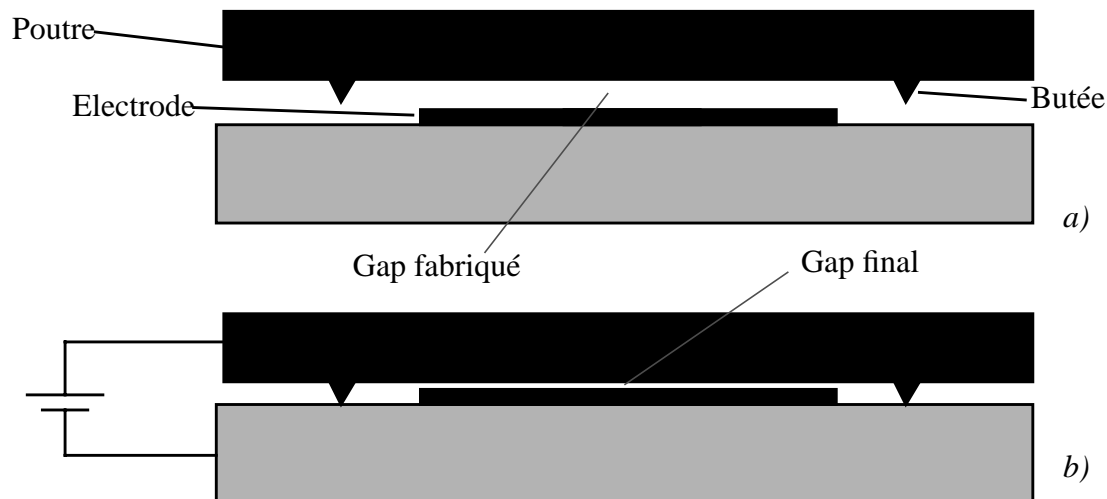


Figure 18. Obtention d'un gap vertical par rapprochement du résonateur : a) la structure fabriquée, b) la structure avec le gap réduit.

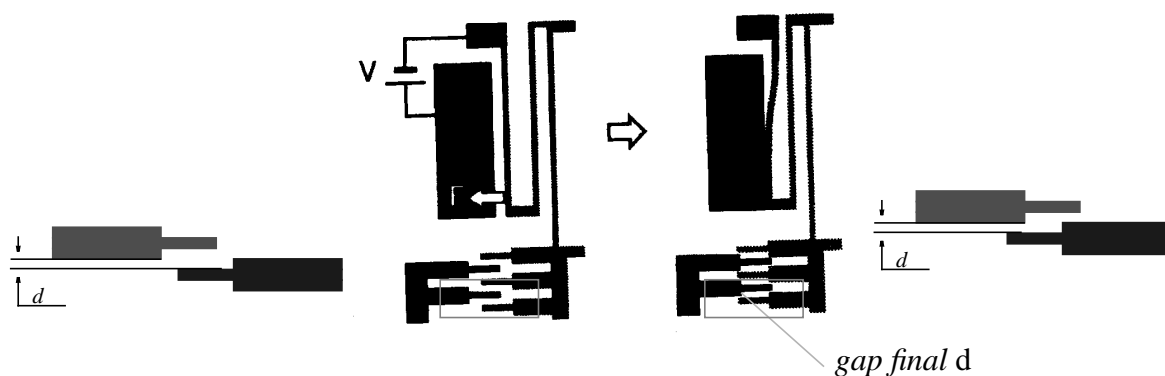


Figure 19. Réduction d'un gap latéral par un actionnement électrostatique. Le déplacement se fait dans le sens longitudinal. La largeur de gap est définie à l'étape de la fabrication.

3.3 Présentation du principe d'ajustement de gap post-fabrication par actionnement électrostatique

La méthode de réduction du gap que nous proposons se distingue par une *grande épaisseur* de la couche structurale, par une disposition *latérale* des transducteurs et par le fait que les électrodes et les résonateurs sont fabriqués dans *la même couche* structurale du silicium. Nous obtenons un petit gap non par un procédé technologique complexe mais par un mécanisme de réduction de gap *post-fabrication*, réalisable dans la plupart des procédés MEMS par *la lithographie*.

Nous proposons de réduire le gap fabriqué en rapprochant les électrodes vers le résonateur par un actionnement électrostatique. Pour cela nous mettons en place un moteur composé d'un ressort souple, d'une barre rigide et des électrodes d'actionnement (électrodes de

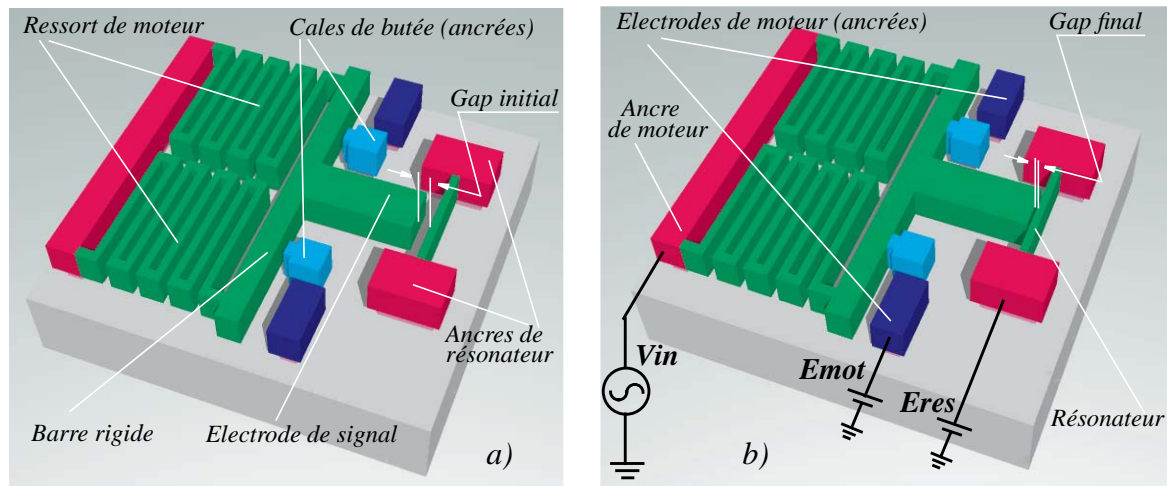


Figure 20. Mécanisme de réduction du gap : a) état du résonateur non-polarisé : le gap est large, b) l'état du résonateur après le rapprochement de l'électrode de signal : le gap est réduit. Seule une électrode de signal est représentée, la deuxième est identique et placée symétriquement par rapport à l'axe du résonateur.

moteur) (fig. 20). On appellera les électrodes d'entrée-sortie du résonateur "électrodes de signal".

Sur le schéma descriptif une seule électrode de signal est représentée. L'architecture de la seconde électrode est identique, et son placement est symétrique par rapport à l'axe du résonateur. La polarisation est appliquée comme indiqué à la fig. 20b : l'électrode de signal n'est pas polarisée en tension continue et véhicule le signal seul. Les électrodes de moteur et le résonateur sont polarisées à des tensions continues (différentes dans le cas général). Sous l'action du champ électrostatique, qui se crée entre les électrodes du moteur et la barre rigide, cette dernière se rapproche des électrodes du moteur et s'arrête sur les butées. La géométrie du dispositif est conçue de telle sorte à ce que ce déplacement réduise la distance entre le résonateur et l'électrode de signal attachée à la barre rigide. La réduction du gap est alors égale au déplacement de la barre qui est la même que la distance initiale entre les butées et la barre rigide.

Si D_{but} est la distance initiale (fabriquée) entre les butées et la barre rigide, D_{res} est la largeur du gap fabriqué entre l'électrode de signal et le résonateur, la largeur du gap final D_f est égale à :

$$D_f = D_{res} - D_{but} \quad (3.4)$$

Ainsi la largeur du gap final dépend de la différence entre celles des deux gaps fabriqués. Elle peut donc avoir des valeurs bien inférieures aux celles autorisées par la technologie.

Un avantage important de cette méthode, qui la valorise particulièrement pour une utilisation dans des procédés industriels, est son insensibilité à la sous-gravure de la couche structurale. Lors du micro-usinage de la couche épaisse de silicium, les bords des structures sont consommés sur une largeur proche de 3-5 % de l'épaisseur à graver ($0.6 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$ de gravure latérale pour une couche de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur). La largeur de silicium consommé sur les bords est imprévisible car elle dépend des conditions de gravure, mais elle reste constante sur des motifs voisins. Cette sous-gravure ne permet donc pas de prévoir un dimensionnement précis des structures et des gaps associés.

Dans la méthode proposée, les gaps finaux sont déterminés par la différence entre les largeurs de deux gaps usinés. La sous-gravure étant présente et constante dans les deux gaps, son effet s'annule par différence et cette sous-gravure n'intervient pas sur la largeur du gap final. Ainsi le gap final est uniquement défini par les masques de lithographie.

3.4 Conception du moteur de réduction de gap

Un des objectifs de conception est de minimiser la tension d'actionnement du moteur. Pour cela il faut minimiser le déplacement qui doit être accompli. Etant défini par la distance entre la barre rigide et les butées (D_{stop}), le déplacement ne peut pas être inférieur à l'espacement minimal autorisé entre deux éléments. Cela fixe un paramètre dimensionnel du moteur ($1.6 \mu\text{m}$ sans la sous-gravure).

A partir de la largeur finale souhaitée du gap D_f , on définit la largeur du gap (fabriquée) entre le résonateur et l'électrode de signal :

$$D_{init} = D_{stop} + D_f. \quad (3.5)$$

Le problème de conception se réduit au choix des paramètres du moteur : le gap des transducteurs de moteur (supérieur à D_{stop}), la surface des électrodes de moteur, la rigidité du ressort. Ces paramètres doivent être optimisés pour réduire la tension d'actionnement nécessaire.

Nous avons réalisé des moteurs ayant deux géométries différentes. Nous les présentons ici après un résumé de la théorie qui nous a servi de base pour la conception.

3.4.1 Aspects théoriques de dimensionnement du moteur

La fig. 21a présente le schéma mécanique équivalent du moteur électrostatique.

Gap du transducteur de moteur (choix de D_{mot}). La tension nécessaire pour faire dépla-

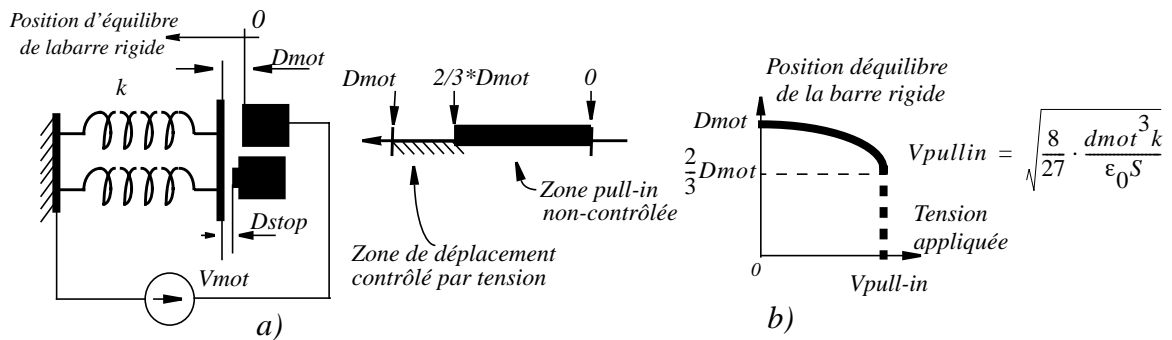


Figure 21. Schéma expliquant le choix de la position de l'électrode de moteur pour une distance donnée entre la barre rigide et la butée.

cer la barre rigide d'une distance D_{stop} des la position initiale est définie différemment suivant le rapport entre D_{stop} et D_{mot} . La fig. 21b explique le comportement d'un système "ressort-transducteur capacitif plan". Le graphique montre le lien entre la tension appliquée et la déformation finale du ressort pour un D_{mot} donnée [45]. Deux cas sont alors possibles.

1) $D_{stop} < \frac{D_{mot}}{3}$. Dans ce cas la déformation du ressort est contrôlée d'une façon non-linéaire par la tension V_{mot} . Pour positionner le ressort il suffit d'appliquer une tension égale à celle qui équilibre la force électrostatique du transducteur et la force élastique du ressort exercées sur la barre rigide dans la position correspondant à D_{stop} . Pour bien fixer la barre rigide sur les butées et pour rendre l'électrode insensible aux chocs mécaniques éventuels, cette tension doit en réalité être plus grande.

2) $D_{stop} > \frac{D_{mot}}{3}$. Pour rapprocher la barre rigide des butées il est suffisant d'appliquer une tension supérieure à la tension *pull-in* : c'est la tension minimale appliquée au transducteur à partir de laquelle il n'existe pas d'équilibre entre les forces électriques et mécaniques, quelle que soit la déformation du ressort dans l'intervalle $[0, D_{mot}[$. Dans tout cet intervalle la force électrostatique est supérieure à la réaction du ressort, la barre rigide est attirée vers l'électrode de moteur et elle s'y rapproche jusqu'à ce qu'elle rencontre la butée [43].

La tension d'actionnement est plus faible pour un D_{mot} plus faible. Ainsi, comme le D_{mot} ne peut pas être inférieure à D_{stop} , elle doit en être la plus proche possible. Nous nous trouvons donc forcément dans le second cas ($D_{stop} > \frac{D_{mot}}{3}$). En position rapprochée la force électrostatique est supérieure à la réaction du ressort, ainsi la barre rigide est appuyée contre les butées ce qui assure un ancrage des électrodes de signal. Cependant la distance finale entre la barre rigide et les électrodes de moteur doit comprendre une marge de sécurité pour éviter un contact électrique entre elles. Ce contact peut se produire à cause des erreurs de fabrication (dispersion du gap de moteur suite à quoi cette distance serait plus

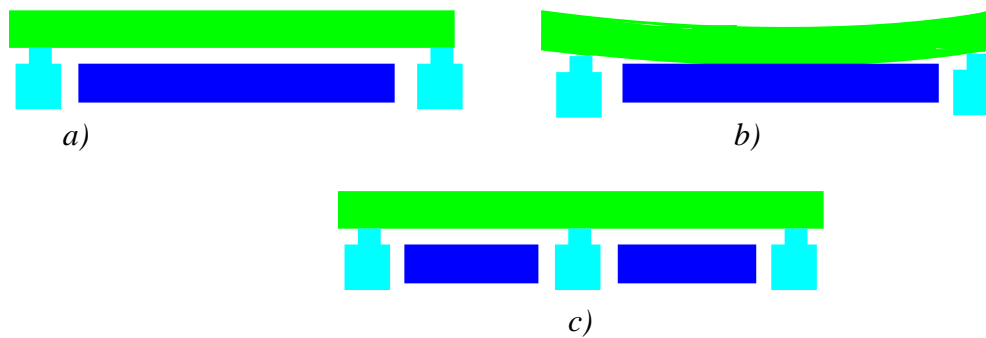


Figure 22. *Pull-in* de la barre rigide sur les électrodes de moteur : a) placement conçu des électrodes (vue après le rapprochement); b) problème possible; c) placement conseillé.

faible) ou par une déformation de la barre rigide suite à une très grande force exercée sur elle par un transducteur de moteur (fig. 22a, b).

Surface des électrodes de moteur. Comme la tension de pull-in est proportionnelle à la racine de cette surface, on cherche à la rendre la plus grande possible. Elle peut être augmentée seulement par un allongement des électrodes de moteur le long de la barre rigide, la hauteur étant fixée par l'épaisseur de la couche structurale. Le seul effet indésirable est l'augmentation de la capacité parasite sur l'électrode de signal, créée par la capacité du transducteur de moteur. Or elle est de toute façon négligeable devant la capacité entre l'électrode de signal et le substrat. Prenons l'exemple d'un moteur avec les électrodes de $100\ \mu\text{m}$ de longueur et avec $1.5\ \mu\text{m}$ d'espacement résiduel entre les électrodes de moteur et la barre rigide. Dans ce cas la capacité sur l'électrode de signal créée par les électrodes de moteur est égale à $9\ \text{fF}$. La capacité entre le ressort du moteur et le substrat est de l'ordre de centaines de femtofarad.

Il faut surveiller la rigidité du tronçon de la barre rigide compris entre deux butées, sur lequel une longue électrode de moteur exerce une force. Si sa rigidité est trop faible elle peut se déformer. Un contact électrique est alors possible (fig. 22a, b). Cela peut être évité en rigidifiant la barre (en la rendant plus large) ou en divisant les longues électrodes de moteur en deux morceaux (fig. 22c) et en les alternant avec les cales de butées.

Ressort de moteur. Pour réduire la tension d'actionnement, le ressort doit être le plus souple possible. Une approche commune pour obtenir un ressort en technologie MEMS est de fabriquer une poutre repliée plusieurs fois (fig. 23). La rigidité d'un tel ressort est d'autant plus faible que la largeur des sections est petite et que leur longueur et leur nombre sont grands. La résistance d'accès entre l'ancre et l'électrode de signal via le ressort augmente si l'on réduit la rigidité du ressort (fig. 20) ce qui n'est pas désirable en hautes fré-

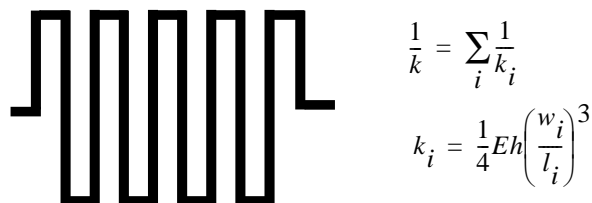


Figure 23. Un ressort fabriqué dans un procédé de micro-usinage.

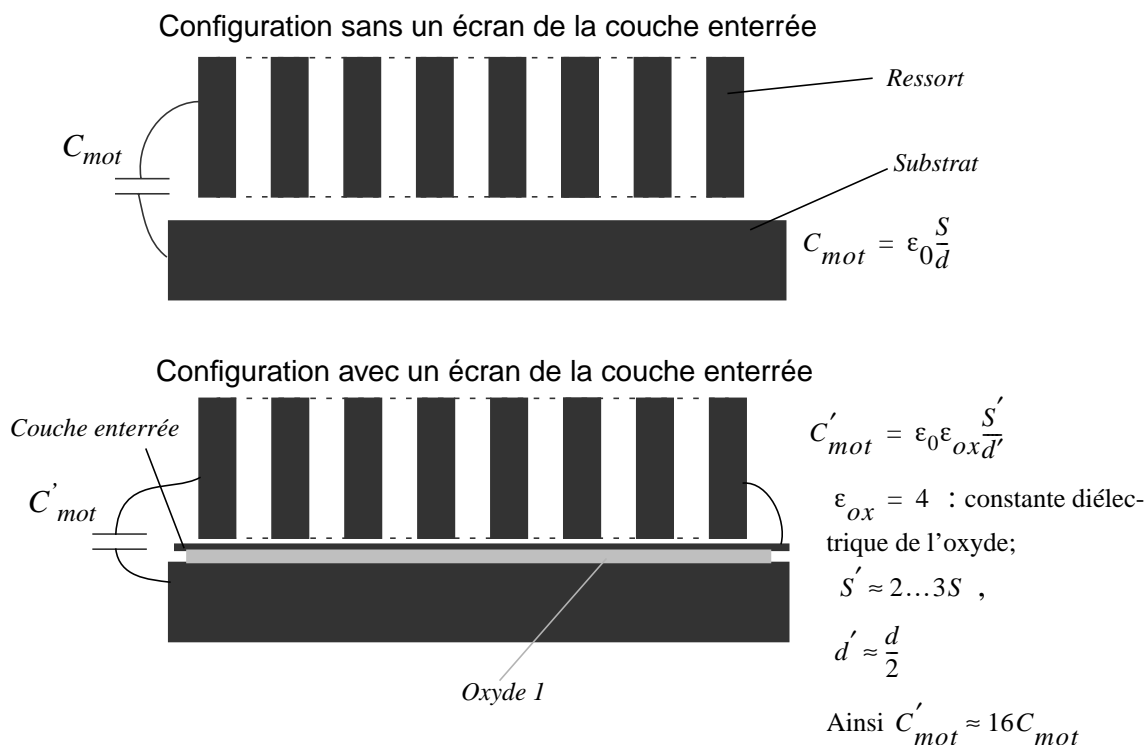


Figure 24. Effet indésirable de la technique de *shielding* : augmentation de la capacité parasite sur l'électrode de signal.

quences. Un compromis doit être trouvé entre la réduction de la tension d'actionnement et la réduction de la résistance / inductance du ressort.

De plus en assouplissant la poutre dans le sens de déplacement nous diminuons sa rigidité dans tous les autres axes. Cela augmente le risque de collage du ressort sur le substrat. Ce collage peut être provoqué par des chocs mécaniques ou par des forces électrostatiques, si l'on polarise l'électrode de signal par rapport au substrat. Le collage électrostatique peut être évité grâce à la technique de *shielding*. Elle consiste à mettre une couche du silicium enterré sous le ressort et de le connecter au même potentiel. Cependant cette solution augmente la capacité parasite sur l'électrode de signal par un facteur 16 (fig. 24).

3.4.2 Conception d'un moteur électrostatique à double ressort

Le premier modèle du moteur possède un ressort composé de deux ressorts simples. Cela a été fait dans le but de rendre la structure symétrique et donc plus stable, par exemple, par rapport aux contraintes internes du matériau, qui pourraient déformer le ressort libéré. La fig. 25 présente la géométrie du ressort avec toutes les dimensions*. La disposition des électrodes de moteur et des butées pour un résonateur de type "poutre encastrée-encastrée" de longueur de 40 μm est présentée à la fig. 26. Elle peut varier suivant la géométrie du résonateur.

La rigidité du ressort ne peut pas être calculée comme celle d'un ressort composé de plusieurs sous-ressorts joints en série ou en parallèle, car les extrémités sont contraintes de se déplacer sur un axe déterminé (configuration *sliding-end beam*) [51]. Ainsi le ressort est contraint et sa rigidité est supérieure à celle d'un ressort équivalent non-contraint. Le calcul analytique étant complexe, nous avons déterminé la rigidité par une simulation mécanique

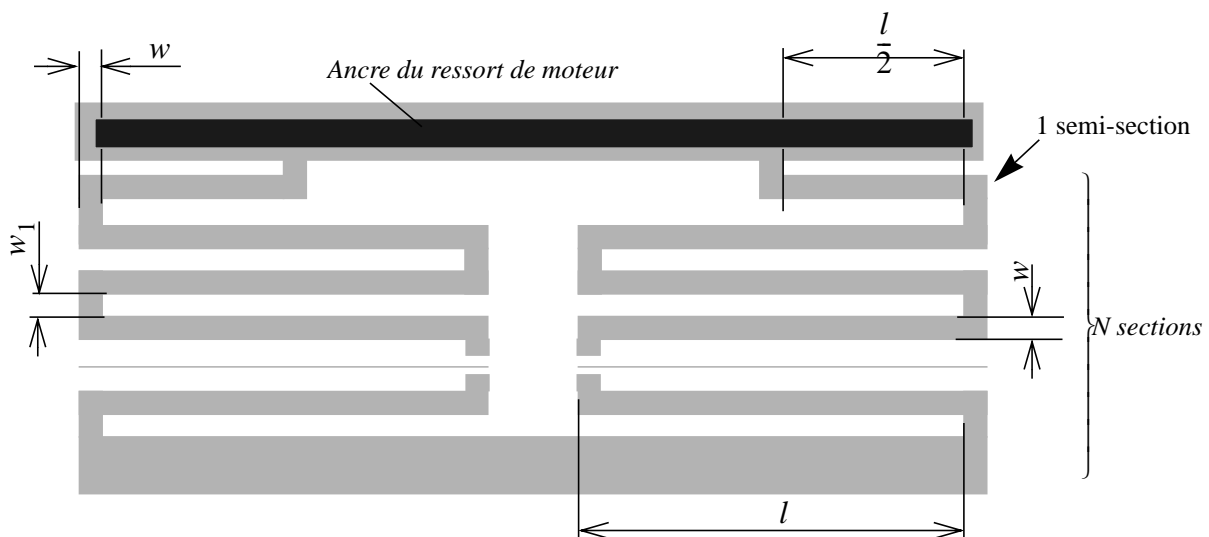


Figure 25. Schéma du double ressort de moteur

Table 2. Dimensions du ressort et du transducteur de moteur. La sous-gravure n'est pas prise en compte.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$l, \mu\text{m}$	197	$L_{motor}, \mu\text{m}$	100
$w, \mu\text{m}$	3	$D_{stop}, \mu\text{m}$	1.6
$w_1, \mu\text{m}$	7	$D_{mot}, \mu\text{m}$	3.1
N	8	Largeur de la sous-gravure, μm	0.6

* Pour toutes les dimensions des moteurs il s'agit des dimensions réalisées au niveau des masques, données en microns, sans prise en compte de la sous-gravure.

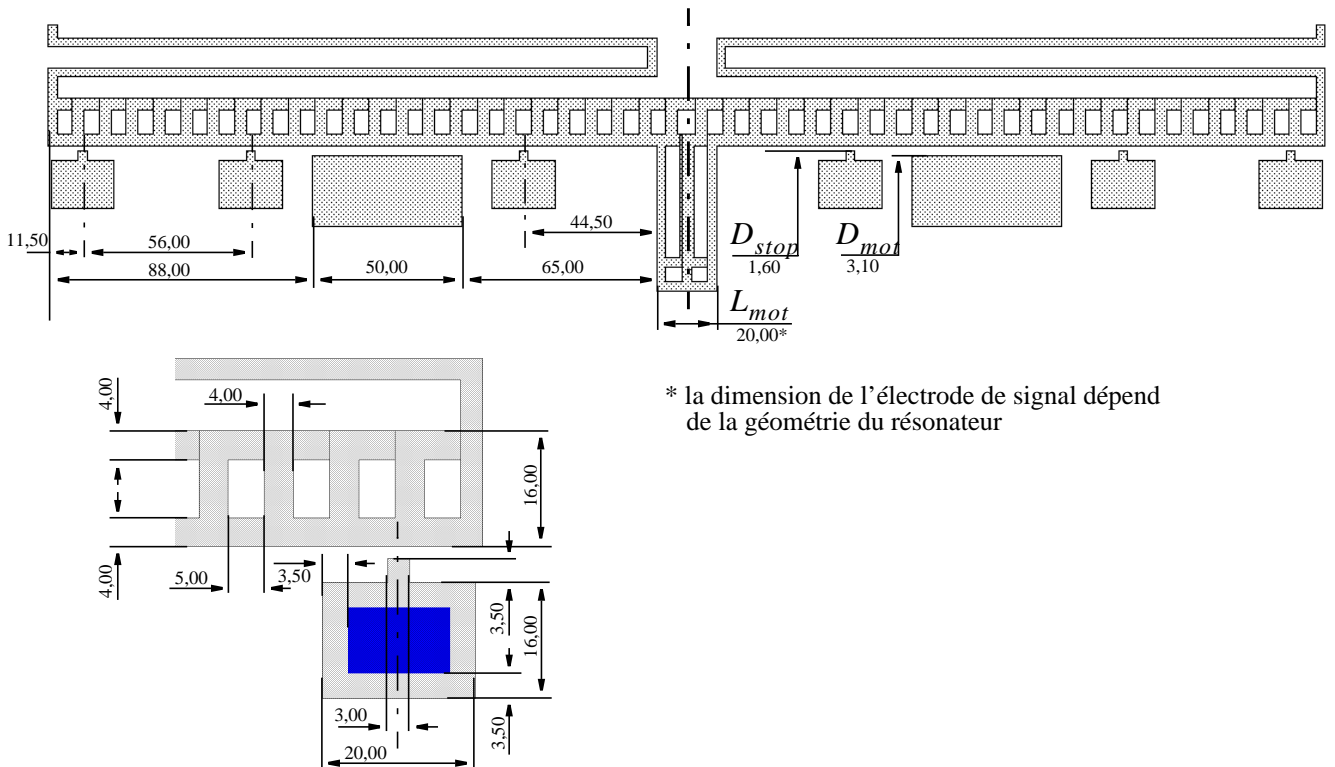


Figure 26. Schéma du placement des électrodes et des butées près de la barre rigide : copie du fragment de dessin des masques pour un résonateur "poutre encastrée-encastrée" avec une longueur de $40 \mu\text{m}$. Les trous dans la barre et dans l'électrode sont nécessaires pour pouvoir libérer ces structures.

avec CoventorWare. En prenant $0.6 \mu\text{m}$ pour la largeur de la sous-gravure, pour les dimensions données dans la table 2, nous avons obtenu 0.38Nm^{-1} . La tension de *pull-in* correspondant à cette rigidité et à D_{mot} et L_{mot} donnés à la table 2 est égale à 26V (d'après la formule de la fig. 21).

Nous avons réalisé une autre configuration de moteur permettant de réduire les gaps de deux transducteurs en même temps. Cette architecture est très utile dans les cas où les électrodes de deux résonateurs sont connectées ensemble. Elle peut être utilisée dans les filtres avec des résonateurs couplés ou pour compenser le couplage parasite entre l'entrée et la sortie d'un résonateur. L'utilisation d'un seul moteur permet de réduire la capacité parasite sur l'électrode de signal, ce qui est particulièrement important dans les architectures des résonateurs couplés (cf. chapitre 3). Dans la configuration de moteur avec un double transducteur le ressort est le même, seule la géométrie de placement des électrodes de moteur, des butées et des électrodes de signal change. Deux exemples sont donnés à la fig. 27. Le choix entre les configurations se fait en fonction de la géométrie globale du dispositif. Dans notre conception la longueur totale des électrodes de moteur est constante et égale à $100 \mu\text{m}$. Suivant

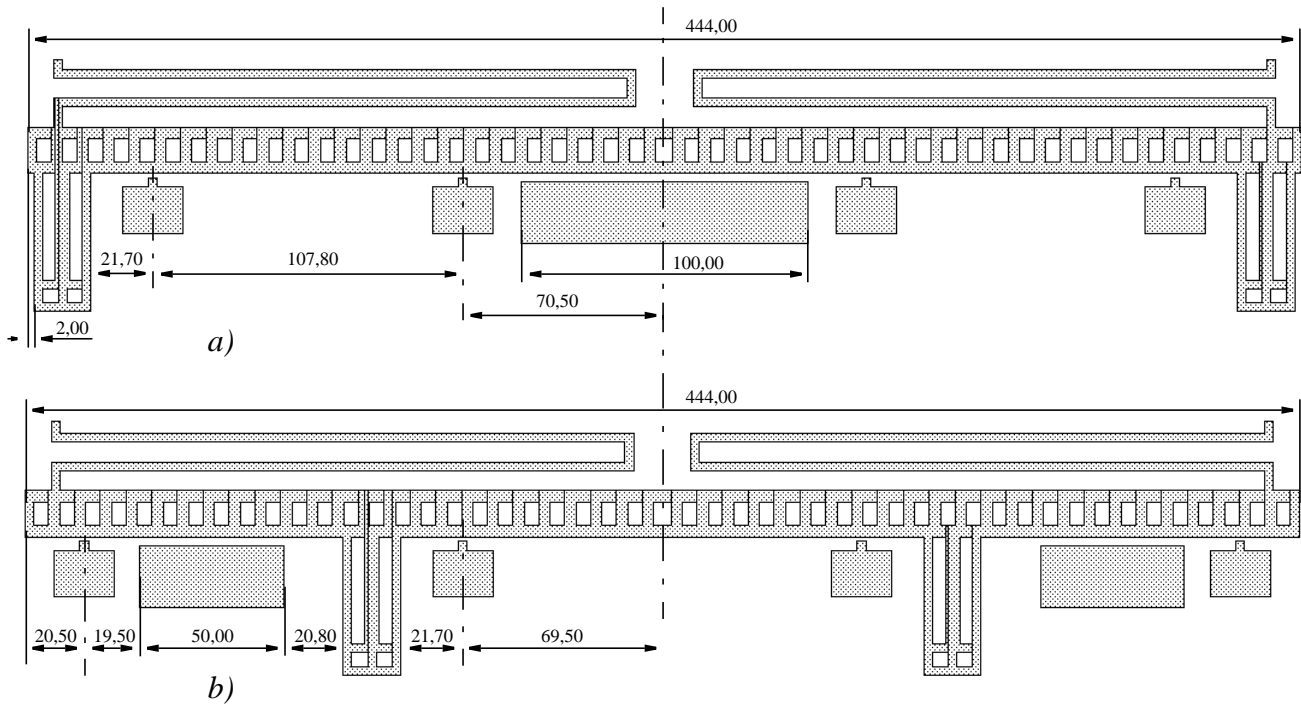


Figure 27. Un moteur réduisant les gaps de deux transducteurs. Deux géométries réalisées sont présentées.

la géométrie globale du dispositif nous implantons une électrode de 100 μm (fig. 27a) ou deux électrodes de 50 μm de longueur chacune (fig. 26 et fig. 27b).

On peut constater que toutes les trois géométries de moteur possèdent une symétrie par rapport à l'axe du milieu. Nous pensons que la symétrie garantit une stabilité du fonctionnement du dispositif et minimise le risque de déformation dans les axes autres que celui du déplacement voulu. La même symétrie est souhaitable au niveau des forces extérieures générées par les champs électrostatiques des transducteurs de moteur et des transducteurs du résonateur. Pour ces derniers une symétrie n'est pas toujours possible car les résonateurs sont polarisés différemment dans le cas général. Cependant parfois un seul résonateur doit être actionné, mais pour des raisons quelconques le transducteur de résonateur ne peut pas être placé dans le centre de la barre rigide. Dans ces cas nous recommandons d'ajouter de l'autre côté de l'axe de symétrie un transducteur avec le même gap, la même longueur et polarisé de la même façon que le transducteur "utile". Un exemple d'une telle configuration est montré à la fig. 28.

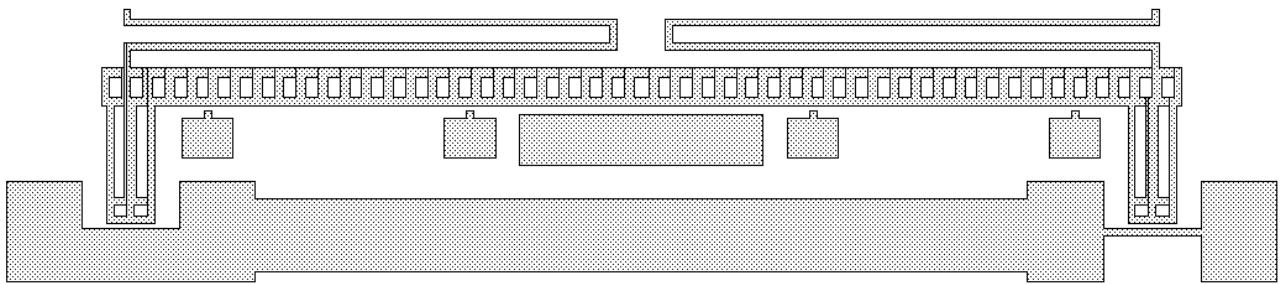


Figure 28. Configuration du moteur pour le cas d'un résonateur placé d'une façon asymétrique (à droite). Pour équilibrer la structure nous avons ajouté un transducteur fictif ayant les mêmes paramètres que le transducteur de résonateur (à gauche) et polarisé par la même tension.

3.4.3 Conception d'un moteur à simple ressort

L'inconvénient du moteur présenté dans le paragraphe précédent est une grande capacité parasite sur l'électrode de signal, liée à la grande taille du double ressort. La nouvelle version du moteur utilise un seul ressort. Afin de réaliser un ressort ayant la même rigidité que dans la configuration précédente, nous avons réduit le nombre des segments d'un facteur deux. La surface occupée par le ressort est ainsi réduite d'un facteur 4, de même pour la capacité parasite. La fig. 29 présente la géométrie du nouveau ressort, en ensemble avec la barre rigide et tous les éléments du moteur. Un moteur à deux transducteurs a également été réalisé (fig. 30). La modélisation de ce ressort par la méthode des éléments finis avec une sous-gravure de $0.6 \mu\text{m}$ a donné une rigidité de 0.32Nm^{-1} . La tension *pull-in* calculée des transducteurs de moteur est alors égale à 24 V.

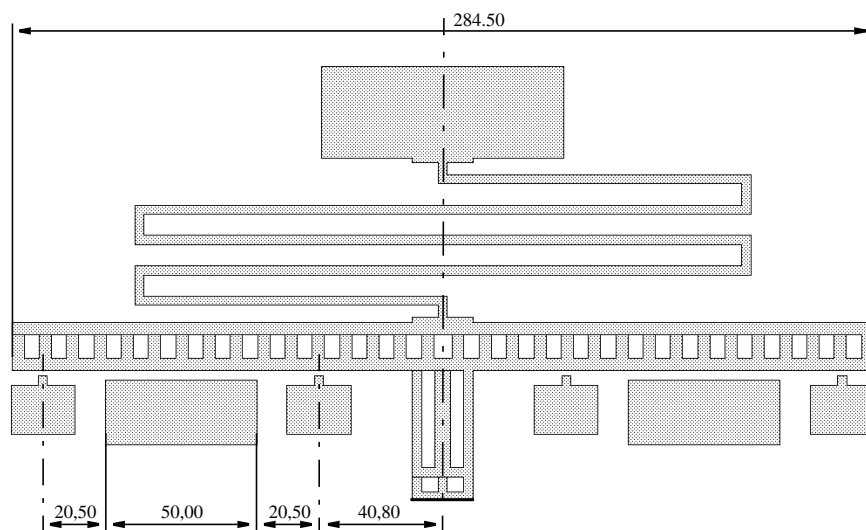


Figure 29. Dessin de masque de la couche structurale du moteur avec un seul ressort. L'échelle est la même que celle du dessin de la fig. 26.

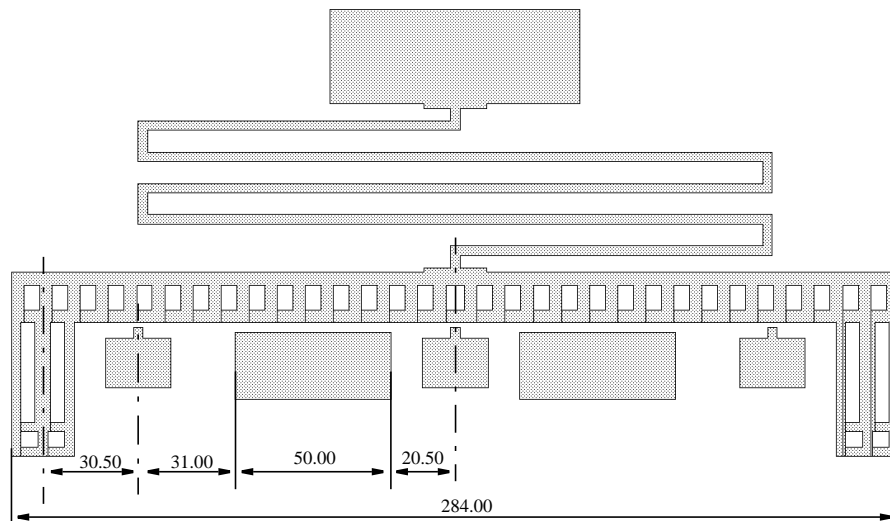


Figure 30. Dessin de masque du moteur avec un seul ressort réduisant le gap de deux transducteurs. L'échelle est la même que sur le dessin de la fig. 29.

3.4.4 Conception des dispositifs de test

Pour tester les performances de différentes géométries de moteur, nous avons conçu un résonateur de type "poutre encastree-encastree" d'une longueur de $40\ \mu\text{m}$ et d'une largeur de $1.8\ \mu\text{m}$. Les résultats de simulation de ce résonateur sont donnés dans le paragraphe 2.3.1 Nous avons réalisé plusieurs dispositifs avec cet élément résonant mais avec différentes configurations du moteur de réduction de gap. Ainsi, les éventuelles différences dans les performances des dispositifs sont engendrées uniquement par les différences dans les géométries de moteur et par les erreurs de fabrication.

La fig. 31 montre le dessin de masque de l'élément résonant.

3.5 Test des moteurs

Les moteurs de chaque géométrie décrite dans le paragraphe précédent ont été testés. Pour le moteur avec un double ressort nous avons fabriqué deux dispositifs identiques mais avec les gaps finaux de $0.2\ \mu\text{m}$ et $0.4\ \mu\text{m}$ (valeurs définies au niveau des masques). En ce qui concerne les autres géométries nous avons fabriqué des dispositifs uniquement avec les gaps de $0.2\ \mu\text{m}$. L'objectif de test est de déterminer la valeur de gap final par une méthode d'approximation [47] et de mesurer les tensions minimales qui doivent être appliquées pour rapprocher les électrodes de signal vers le résonateur. Dans les paragraphes suivants nous exposons les résultats des tests. Nous parlerons aussi de nos observations visuelles sur le fonctionnement des moteurs conçus.

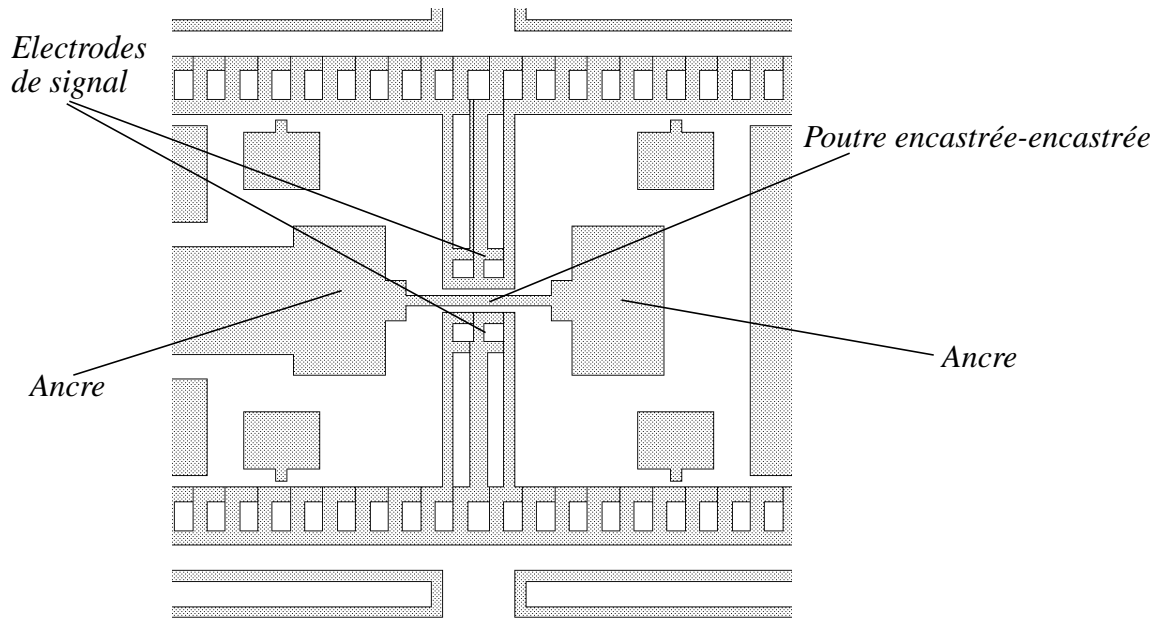


Figure 31. Dessin de masque du dispositif de test des moteurs.

3.5.1 Test du moteur à double ressort réduisant le gap d'un seul transducteur

Le mécanisme de rapprochement des électrodes à double ressort a montré un fonctionnement fiable et robuste pour tous les dispositifs testés. Une photographie SEM d'un des dispositifs fabriqués est montrée à la fig. 32. La tension minimale nécessaire pour rapprocher les électrodes se situe entre 28 et 28.9 V suivant l'échantillon testé. Ceci est proche de la tension obtenue par simulation et par calcul dans le sous-paragraphe 3.4.2 (26 V). Pendant le test nous avons détecté un seul problème : souvent nous trouvons les ressorts de moteur collés au substrat ou à la couche enterrée sur les dispositifs, qui venaient de sortir de la fabrication (mise en boîtier), et qui n'avaient jamais été mis sous tension. Nous supposons

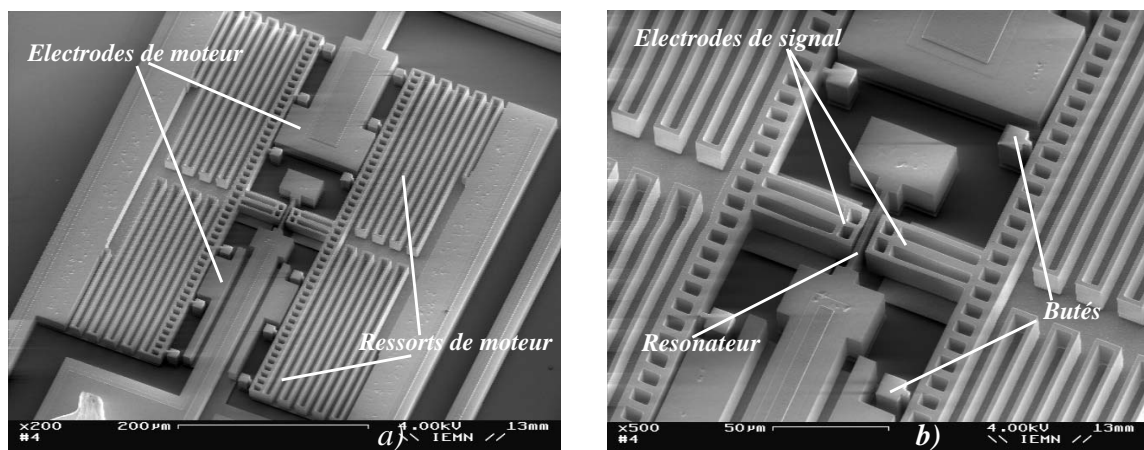


Figure 32. Photographie SEM d'un résonateur de type "poutre encastrée-encastree" avec un moteur à double ressort.

que c'est dû aux chocs mécaniques auxquels les dispositifs sont exposés lors la découpe du wafer et lors du bonding effectué par l'ultrason. Dans ces cas le seul actionnement électrostatique n'était pas suffisant pour faire bouger le moteur. Il était nécessaire d'intervenir avec un micromanipulateur afin de secouer le ressort et de le décoller du substrat. Suite à cette opération délicate nous obtenions presque chaque fois un dispositif dans lequel le moteur fonctionnait sans problèmes.

Nous présentons deux caractéristiques qui manifestent de la meilleure façon les différences dans les performances des dispositifs dues aux valeurs de gaps différentes. La première est la caractéristique de l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation de résonateur (fig. 33a), la deuxième est la caractéristique de transmission en fonction de la fréquence de l'excitation à tension de polarisation du résonateur constante (fig. 33b).

La fréquence propre de résonance des résonateurs correspond à une polarisation nulle. Elle est obtenue par extrapolation des courbes de la fig. 33a, car avec une tension de polarisation nulle, les amplitudes d'oscillation sont trop faibles pour pouvoir être détectées. Théoriquement les fréquences propres des 2 résonateurs devraient être identiques. La différence entre celles-ci, 2 %, sont imputables aux dispersions liées aux techniques de micro-fabrication (cf. paragraphe 4.8 du présent chapitre). La dérive de la fréquence de résonance avec la tension de polarisation est imputable au phénomène d'assouplissement du ressort à cause du transducteur électrostatique non-linéaire (cf. paragraphe 2.1.4) [20], [8]. Cette dérive est d'autant plus forte que le gap du transducteur est faible. La pente de la courbe correspon-

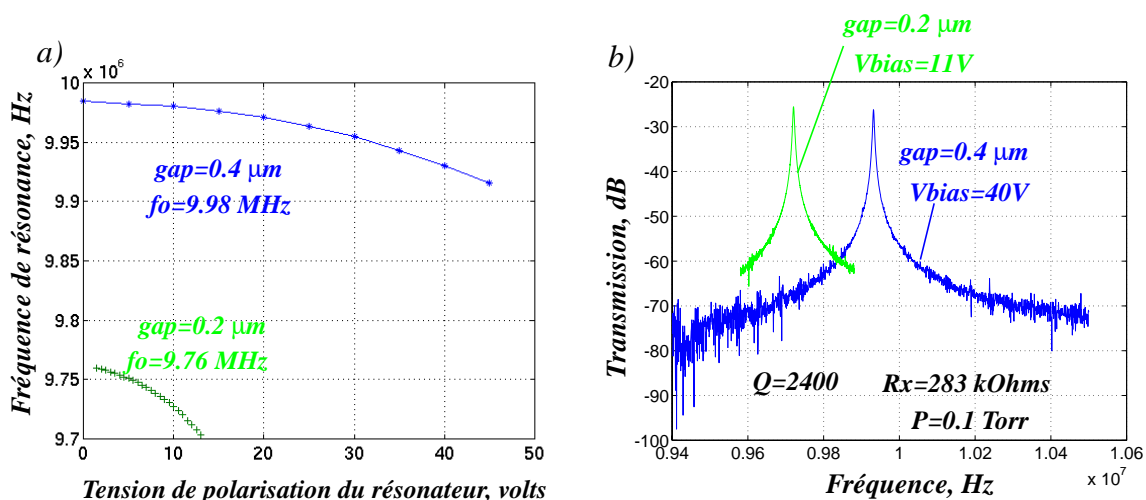


Figure 33. a) Caractéristiques de l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation des résonateurs, b) caractéristiques fréquentielles de transmission des résonateurs à tension de polarisation de résonateurs fixe.

dant au résonateur avec le gap réduit à $0.2 \mu\text{m}$ est beaucoup plus raide que celle du résonateur ayant un gap réduit à $0.4 \mu\text{m}$. Cet effet témoigne sans ambiguïté d'un meilleur coefficient de transduction pour le dispositif ayant le plus petit gap.

A partir de ces caractéristiques nous avons pu extraire les valeurs réelles des gaps [47]. Nous avons obtenu les gaps de $0.27 \mu\text{m}$ et $0.57 \mu\text{m}$. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles conçues. Cela s'explique par la pente de 89° des parois de tranchée dans la technologie THELMA, ce qui conduit à un gap effectif plus grand (cf. paragraphe 3.6).

La fig. 33b montre les caractéristiques de transmission des deux résonateurs pour des tensions de résonateur constantes. Les tensions de polarisation ont été choisies pour obtenir des niveaux de transmission identiques à la fréquence de résonance, c'est à dire la même valeur pour la résistance motionnelle. Les tensions de polarisation sont dans un rapport 3.6 (40V/11V). Ce rapport permet de déterminer un facteur proche de 2 entre les gaps réels des deux structures conçues avec les gaps de 0.2 et $0.4 \mu\text{m}$. Sans la réduction de gap, c'est à dire pour un gap de $3 \mu\text{m}$, une tension de polarisation proche de 2500 V serait nécessaire pour obtenir les mêmes valeurs pour les résistances motionnelles.

Les deux résonateurs caractérisés sont fabriqués sur le même module.

Nous avons observé que la valeur extraite de la largeur de gap diffère suivant l'échantillon. Ceci est imputable aux imprécisions du procédé de fabrication.

3.5.2 Test du moteur à double ressort réduisant le gap de deux transducteurs (géométrie de la fig. 27a)

Le moteur a montré un fonctionnement robuste. Pour les mêmes dimensions du moteur (transducteurs et ressorts), les tensions d'activation sont les mêmes pour un dispositif à un et à deux résonateurs (ce qui est le résultat attendu). Nous avons néanmoins observé un problème propre à cette géométrie. Comme la barre rigide possède un degré de liberté de rotation, suite à un choc mécanique elle peut se tourner d'un faible angle et une des électrodes peut toucher un des résonateurs. Dans ce cas-là le ressort peut rester fixé dans cette position, et pour le faire retourner en son état non-déformé il faut le secouer avec un micromanipulateur. Nous avons observé ce phénomène sur des dispositifs sortis de la fabrication, mais aussi quand nous enlevons la polarisation du moteur. Comme les deux bouts de la barre (les deux électrodes de signal) ne retournent pas forcément en même temps sur la position de repos, une torsion de la barre est possible. Elle peut donc rester bloquée dans un état déformé (fig. 34).

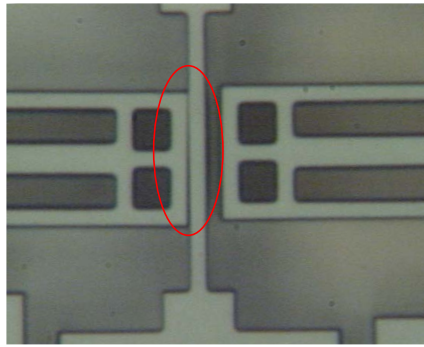


Figure 34. Photographie d'une électrode, collée au résonateur suite à une déformation de la position de la barre rigide. On remarque un angle entre l'axe d'électrode et celui de résonateur.

Pour éviter ce phénomène nous conseillons d'ajouter une cale de butée du côté extérieur des électrodes de signal afin de limiter leur rapprochement possible vers le résonateur. Ceci garantira un éloignement minimal des électrodes de signal des résonateurs et rendra impossible la panne montrée à la fig. 34. De plus ceci améliorera l'ancrage des électrodes de signal et donc permettra d'appliquer les tensions de polarisation de résonateur plus grandes sans qu'un *pull-in* ne se produise.

3.5.3 Test du moteur à simple ressort réduisant le gap d'un seul transducteur

Le moteur a montré un fonctionnement stable et robuste. La tension d'activation minimale est de 31-35 V. Ce résultat expérimental diffère de celui obtenu par la simulation (24 V). Nous avons trouvé l'explication grâce à une observation visuelle du processus de rapprochement des électrodes de signal au fur et à mesure que nous montions la tension sur les électrodes de moteur. Pour le moteur dont le schéma est montré à la fig. 29, la barre rigide est d'abord attirée vers une des électrodes. En s'appuyant contre les butées près de cette électrode, elle reste tournée, avec le ressort déformé (fig. 35a). Ceci arrive quand la tension est proche de 24 V. Dans cette position l'autre côté de la barre rigide s'éloigne légèrement de l'électrode de moteur par rapport à la position initiale. Ainsi la tension nécessaire pour rapprocher ce bout de la barre vers l'électrode de moteur est plus grande (33 V, fig. 35a).

Ce phénomène n'a pas été révélé par la simulation, car dans le modèle le ressort n'a eu qu'un degré de liberté et une rotation n'a pas été possible. La tension d'activation de 24 V, obtenue par la simulation, correspond donc seulement à la première étape de la réduction de gap.

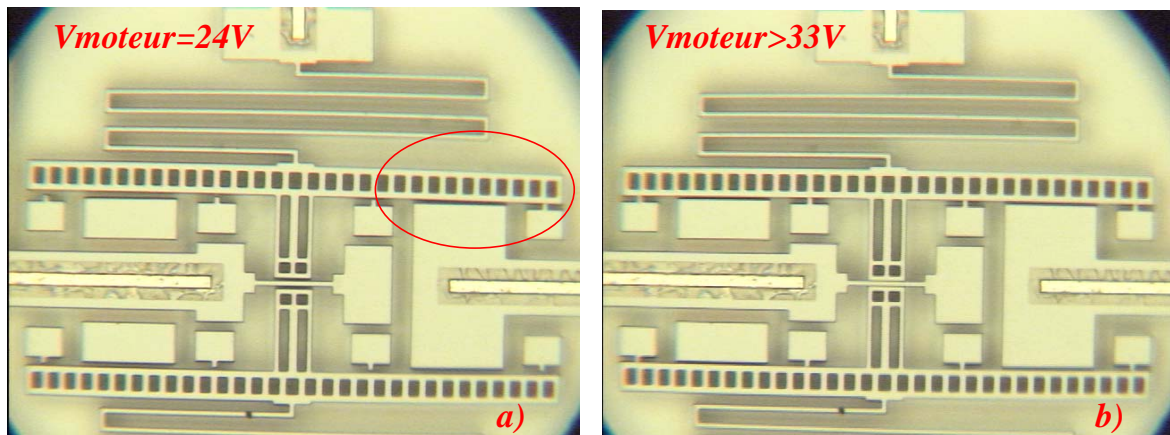


Figure 35. Photographies, montrant le fonctionnement du moteur avec un seul ressort :
a) la barre se rapproche d'une des électrodes de moteur, et reste bloquée sur les butées près de cette électrode, b) rapprochement abouti de la barre.

Pour réduire l'influence de ce phénomène sur la tension d'actionnement, nous recommandons, quand c'est possible, de réduire la distance entre les électrodes de moteur dans l'axe de la barre rigide. Dans ce cas-là quand la barre rigide s'appuiera sur un côté, l'éloignement de l'autre électrode sera plus faible et donc la tension nécessaire pour rapprocher complètement la barre sera réduite.

Au niveau des performances des résonateurs, nous n'avons pas constaté une différence par rapport aux résonateurs avec les électrodes à double ressort. Ainsi, lors d'une conception des résonateurs dans la technologie THELMA, nous recommandons de donner préférence au moteur à simple ressort. Cela permet d'obtenir des dimensions réduites à performances identiques.

3.5.4 Test du moteur à simple ressort réduisant le gap de deux transducteurs

Le moteur dont le schéma est donné à la fig. 30 a montré un fonctionnement fiable et robuste. La tension minimale d'actionnement se trouve entre 29.9 et 30.6 V pour différents échantillons. Bien que le ressort du moteur soit le même que dans la géométrie précédente, la tension d'actionnement observée est plus basse. Nous expliquons cela par le fait que les électrodes de moteurs sont plus proches dans la géométrie de la fig. 30 que dans la géométrie de la fig. 29. Cela confirme notre hypothèse sur l'origine de la différence entre la tension d'actionnement obtenue par la simulation et la tension observée dans l'expérience.

3.6 Limitations de la méthode de réduction de gap par rapprochement des électrodes

Il est évident, que la largeur minimale du gap final est limitée par la rugosité de la surface des parois, ainsi que par les défauts d'orthogonalité vis-à-vis du substrat. Nous savons que les parois d'une tranchée fabriquée dans le procédé THELMA sont inclinées d'un degré par rapport à la position verticale (fig. 36). La tranchée s'élargit vers le substrat, la largeur à la surface étant définie par la lithographie. Ainsi, même si l'on rapproche l'électrode à $0.1 \mu\text{m}$ du résonateur, près du substrat la distance sera égale à $0.6 \mu\text{m}$. Une simulation par la méthode des éléments finis a montré, que la transduction d'un tel transducteur est équivalente à celle d'un transducteur avec des parois idéales, de la même surface et avec un gap de $0.25 \mu\text{m}$. Nous appelons cette valeur "gap effectif". Ainsi pour un gap final conçu de $0.2 \mu\text{m}$ la simulation donne un gap effectif de $0.36 \mu\text{m}$. Cela explique les grandes valeurs des résistances motionnelles que nous avons observées lors du test des résonateurs. C'est également cohérent avec les valeurs extraites des gaps pour les résonateurs de test (paragraphe 3.5.1).

3.7 Méthode de réduction de gap : conclusions et perspectives

La méthode de réduction de gap par actionnement électrostatique a prouvé son efficacité dans la série de tests effectués. Sans l'application de cette méthode, une conception des résonateurs micro-mécaniques en haute fréquence dans la technologie THELMA serait impossible (paragraphe 3.1). La méthode a permis de réduire le gap d'un facteur proche de dix. Cette méthode innovante a fait l'objet d'une demande de brevet français en octobre 2001.

Un inconvénient des architectures des moteurs développés est la nécessité de maintenir en permanence la tension sur les électrodes de moteur. Il serait utile de trouver un moyen de

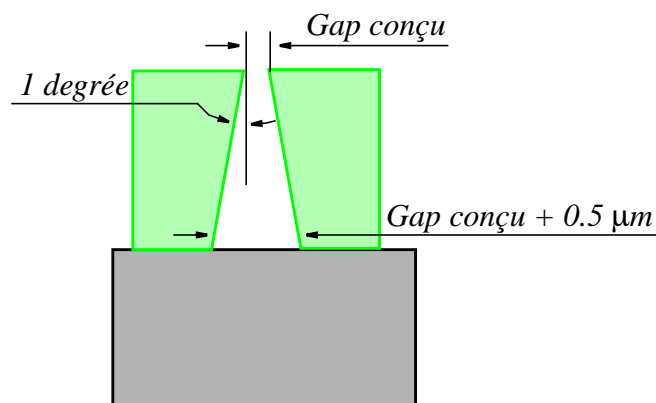


Figure 36. Démonstration des limites sur la largeur de gap effectif dues à l'inclinaison des parois de tranchée dans le procédé THELMA.

fixer les électrodes de signal près du résonateur pour qu'une fois rapprochées, elles puissent demeurer dans cet état indéfiniment sans qu'une tension ne soit appliquée sur les électrodes de moteur. Nous envisageons deux possibilités de fixation : mécanique et thermoélectrique.

La fixation mécanique peut se faire par un clip, qui fixerait la barre rigide quand elle se rapprocherait aux butées. Par rapport à la technologie THELMA, le désavantage de cette méthode consiste dans le fait que le mécanisme de fixation doit être fabriqué dans la même couche structurelle que les électrodes de signal et donc augmenter la capacité parasite sur l'électrode.

La fixation thermoélectrique consiste à faire passer un courant fort entre les butées et la barre rigide afin de les coller ensemble d'une façon fixe et permanente. Il faut donc pouvoir accéder électriquement aux butées et à l'électrode de signal (barre rigide) au moins une fois après la fabrication. Dans la version actuelle du moteur les butées sont trop petites pour cela. Des plots de contact ou un autre dispositif de connexion vers l'extérieur doivent être envisagés sur les butées. Cela augmenterait également les capacités parasites sur les électrodes. Il est cependant possible de rompre le lien électrique entre les butées et les dispositifs de connexion une fois le rapprochement et le collage effectués. Cela peut se faire, par exemple, en détruisant les lignes de connexion par un courant fort.

Nous pensons, que notre méthode est également utilisable dans des procédés avec l'épaisseur de couche structurelle moins grande, ainsi l'inclinaison de paroi, due à la gravure, aura une contribution plus faible dans la définition de la largeur de gap effectif. De plus, l'épaisseur plus faible du ressort de moteur faciliterait l'obtention des rigidités faibles nécessaires pour réduire la tension d'activation.

4. Test et performances des résonateurs de type “poutre encastrée-encastree”

4.1 Introduction

Nous avons effectué deux cycles “conception - fabrication - test” pour réaliser les résonateurs micromécaniques dans la technologie de ST Microelectronics. Pour le premier cycle deux runs ont été nécessaires : à cause des problèmes survenus lors la découpe des tranches de silicium, les petites structures se sont détachées du substrat, notamment les butées des moteurs d’électrode. Un deuxième run a été nécessaire pour lequel la taille des éléments les plus petits a été augmentée.

Des résonateurs de différentes géométries ont été implantés (poutre encastrée-encastrees, résonateurs à pointe, des disques, des résonateurs en mode de Lamé...). Les dessins de masque des structures réalisées peuvent être trouvés dans l’annexe I.

Les tests ont uniquement donné des résultats pour des résonateurs de type “poutre encastrée-encastree”.

Nous avons constaté que la baisse du facteur de qualité est la principale limitation pour le fonctionnement en hautes fréquences. La plus grande fréquence de résonance que nous avons pu mesurer est de 19 MHz avec un coefficient de qualité intrinsèque de 100.

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats de test des poutres encastrées-encastrees, fabriquées pendant les deux cycles de fabrication

4.2 Résultat du premier cycle de fabrication

Nous avons fabriqué une série de résonateurs de type “poutre encastrée-encastree” avec les ancres de la même géométrie mais aux différentes longueurs et largeurs des poutres. La géométrie du résonateur est présentée à la fig. 37.

Le coefficient de qualité le plus important que nous avons obtenu est de 17000 pour un résonateur à fréquence de résonance de 2.3 MHz. Dans la table 3 nous montrons la liste des

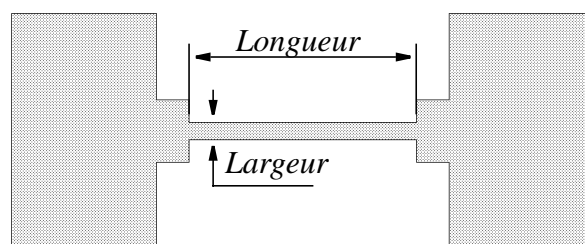


Figure 37. Dessin de masque de l’élément résonnant.

Table 3. Dimensions et performances de différents résonateurs avec la géométrie montrée à la fig. 37.

N	1	2	3	4	5	6	7	8
Longueur, μm	80	80	80	80	50	40	50	30
Largeur, μm	1.8	1.8	2.8	4.8	1.8	1.8	4.8	1.8
Fréquence de résonance, MHz	2.30	2.63	3.65	5.65	6.23	9.8	12.82	16.4
Facteur de qualité	16900	15000	4000	3645	4390	2400	924	530

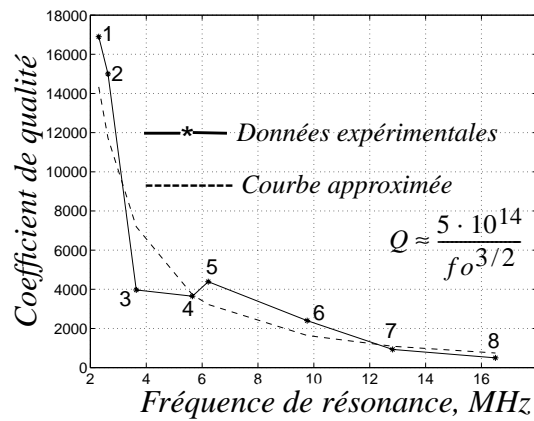


Figure 38. Evolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance des résonateurs.

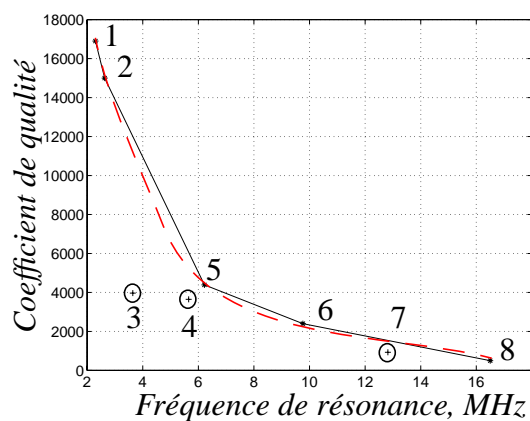


Figure 39. L'évolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance pour les résonateurs avec une largeur de poutre de $1.8 \mu\text{m}$. Les points correspondant aux poutres plus larges sont encerclés.

résonateurs fabriqués, avec les dimensions et les résultats de test. On s'aperçoit que le coefficient de qualité diminue quand la fréquence de résonance augmente. Pour mettre en évidence le rapport entre ces deux grandeurs, nous avons présenté les données sous forme graphique (fig. 38). Il existe alors une corrélation évidente entre le coefficient de qualité et la fréquence de résonance. Une approximation de cette courbe expérimentale a donné la formule $Q \approx \frac{5 \cdot 10^{14}}{f_0^{3/2}}$. Le facteur de qualité est d'autant plus faible, que la fréquence de résonance est grande.

Nous n'avons pas détecté la réponse pour les résonateurs avec des fréquences de résonance plus hautes que 19 MHz, par exemple, pour une poutre de 20 μm de longueur, 1.8 μm de largeur (la fréquence de résonance estimée par une simulation est de 32 MHz).

Si l'on suppose, que la tendance observée sur le graphique de la fig. 38 est valable pour les fréquences plus hautes, on peut comprendre l'origine de ce résultat négatif. Quand le coefficient de qualité baisse, la résistance motionnelle augmente. La réponse mécanique devient alors beaucoup trop faible pour être détectée (cf. le paragraphe 4.5).

D'autres observations peuvent être faites à partir des résultats expérimentaux. D'après la courbe de la fig. 38, les coefficients de qualité des résonateurs à largeur de poutre supérieure à 3 μm (échantillons 3, 4, 7) ressortent légèrement de la tendance observée pour les échantillons à largeur de poutre de 1.8 μm . La fig. 39 montre l'approximation faite pour les points correspondant aux poutres de largeur de 1.8 μm . Les points 3, 4 et 7 se trouvent alors en dessous de la courbe approchée. Ces résonateurs ont les coefficients de qualité plus faibles que ceux faits à partir des poutres de la largeur de 1.8 μm , ayant les mêmes fréquences de résonance (et donc une longueur plus petite).

Nous pouvons en conclure que pour deux résonateurs de type "poutre encastree-encastree" ayant les mêmes fréquences de résonance, le facteur de qualité est supérieur pour celui qui a la largeur et la longueur plus petites. Plus généralement, le coefficient de qualité est plus grand pour un résonateur à dimensions plus petites. Cela confirme la thèse sur la nécessité de réduction des dimensions de résonateur pour obtenir les fréquences de résonance importantes [53].

Nous expliquons le phénomène de la baisse du facteur de qualité pour des poutres courtes et/ou larges par l'augmentation de la rigidité des poutres par rapport à la rigidité des ancrés. Cette dernière est constante car la géométrie des ancrés ne change pas. Dans ce cas-là la rigidité des ancrés est comparable à celle de la poutre, ainsi les ancrés ne restent pas immobiles. Une fraction de l'énergie d'entrée est alors dépensée pour mettre les ancrés en

mouvement. Cette fraction augmente quand la rigidité de la poutre par rapport à celle des ancras augmente [20], [24], par conséquent, le coefficient de qualité baisse.

La théorie du comportement d'une poutre encastrée-encastrée est basée sur l'hypothèse que la poutre est longue et fine et donc les ancras peuvent être considérées comme parfaitement rigides comparées à la poutre. Si nous réduisons la longueur de la poutre, sans modifier ni sa largeur ($1.8 \mu\text{m}$), ni son épaisseur ($15 \mu\text{m}$), nous approchons les limites du modèle physique, en compromettant l'hypothèse sur la rigidité des ancras et sur la finesse de la poutre. Un résonateur avec une longueur de $20 \mu\text{m}$ et avec une largeur de $15 \mu\text{m}$ ne peut pas être considéré comme une poutre encastrée-encastrée, mais plutôt comme une plaque encastrée-encastrée. Pour décrire le comportement de la poutre, un modèle physique différent doit être employé.

4.3 Résultats du deuxième cycle de fabrication

4.3.1 Modification des ancras des résonateurs

Pour le deuxième run nous avons effectué des modifications sur la géométrie des ancras avec le but d'augmenter les coefficients de qualité des résonateurs. La fig. 40 présente les géométries d'ancre modifiées par rapport à la géométrie initiale (fig. 37).

La modification de type 1 vise à augmenter la rigidité des ancras, en augmentant leur largeur (fig. 40a). La modification de type 2 a pour but de diminuer la rigidité de la poutre dans le point d'attachement à l'ancre (fig. 40b). La géométrie de type 3 contient les deux premières modifications (fig. 40c).

Toutes ces modifications ont été effectuées sur un résonateur à longueur de poutre de $40 \mu\text{m}$, à largeur de $3 \mu\text{m}$ et à géométrie d'ancre donnée à la fig. 37. Nous appelons ce résonateur "dispositif de référence".

Pour mettre en évidence l'évolution des performances des résonateurs suivant la géométrie des ancras, nous avons fabriqué les quatre résonateurs sur la même puce. Ainsi, en considérant que les paramètres technologiques sont localement constants sur chaque puce, les

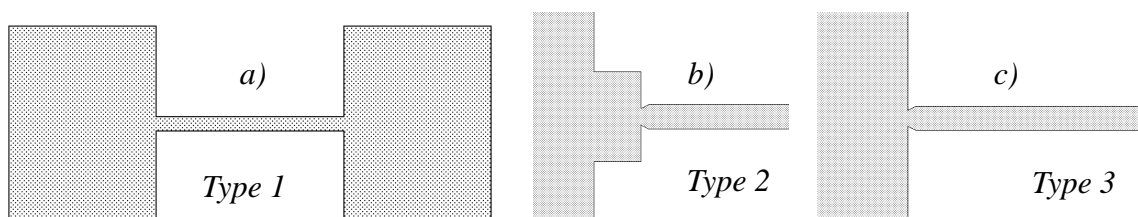


Figure 40. Les géométries modifiées des ancras de résonateurs.

différences dans les performances des résonateurs sont conditionnées uniquement par leurs géométries.

Les dispositifs des six puces ont été testés. Les résultats de test sont donnés dans la table 3. Notons que l'impact des modifications de géométrie sur les performances se superpose aux dispersions dues aux tolérances du procédé, il est parfois difficile de le quantifier exactement. Afin de réduire l'influence des dispersions dues aux erreurs de fabrication, nous comparons uniquement les performances des dispositifs fabriqués sur la même puce.

Table 3. Fréquences de résonance et les coefficients de qualité des résonateurs testés.
Les fréquences de résonance sont données en mégahertz.

Numéro de puce	Dispositif de référence	Type 1	Type 2	Type 3
1	Fo=10.387587, Q=2472	Fo=10.919303, Q=2125	Fo=8.42615, Q=3594	F=8.44692, Q=3250
2	Fo=10.849182, Q=2092	Fo=11.097731, Q=2784	Fo=8.792559, Q=2245	Fo=8.918948, Q=2884
3	Fo=10.444882, Q=2250	Fo=10.8232 Q=1994	Fo=8.682259, Q=2494	Fo=8.778577, Q=3100
4	Fo=10.859135, Q=2270	Fo=10.771572, Q=2100	Fo=8.82932, Q=2823	Défectueux
5	Fo=10.786750, Q=1529	Fo=10.880980, Q=2050	Fo=8.13008, Q=2311	Fo=8.48309, Q=3600
5	Fo=10.750469, Q=2000	F=10.70957 Q=2200	Fo=8.339413, Q=2420	Défectueux

Résonateur à géométrie de type 1. Nous n'avons pas constaté une différence significative dans les performances par rapport au dispositif de référence. La variation observée du coefficient de qualité et de la fréquence de résonance est de l'ordre de la dispersion des paramètres due aux tolérances de procédé. Le nombre d'échantillons n'a pas été suffisant pour pouvoir observer une tendance statistique précise. Il est néanmoins évident, qu'il n'y a pas un impact important de cette modification sur les performances des résonateurs.

Résonateur à géométrie de type 2. Nous avons observé une baisse de la fréquence de résonance par rapport à celle du dispositif de référence. Pour chaque résonateur testé de ce type nous avons observé un coefficient de qualité supérieur de 7-30% par rapport à celui du résonateur de référence. Par contre, les résonateurs modifiés ont une fréquence de résonance plus basse (~8.5 MHz comparé à ~10.5 MHz pour le résonateur de référence).

Résonateur à géométrie de type 3. Comparé au dispositif de référence, la fréquence de résonance a changé de la même façon que pour les résonateurs de type 2 (~8.5 MHz). Or

pour chaque résonateur nous avons observé une hausse de coefficient de qualité de 25-50 % par rapport au résonateur de type 2.

D'après l'expérience, les résonateurs à géométrie d'ancre de type 3 possèdent un coefficient de qualité le plus grand par rapport à toutes les structures testées.

4.3.2 Test des résonateurs à poutres courtes

Comme la géométrie d'ancre de type 3 a été conçue pour obtenir un grand facteur de qualité élevé, nous l'avons utilisée pour implanter des résonateurs à poutres plus courtes, afin d'augmenter la fréquence de résonance. Les dimensions des poutres fabriquées et les résultats de test sont montrés dans la table 4.

Table 4. Résultats de test des résonateurs à poutre courte à géométrie d'ancre de type 3.

N°	Longueur	Largeur	F ₀ théorique, MHz	F ₀ expérimentale, MHz	Facteur de qualité
1	30	1.8	15.3	14.28	1277
2	25	1.8	21.8	19.03	150
3	20	1.8	33.3	Pas de réponse	Pas de réponse

Pour les résonateurs à longueur de poutre de 20 μm , nous n'avons pas pu détecter la réponse mécanique, comme cela avait été le cas pour les résonateurs de la même longueur avec la géométrie de référence.

4.3.3 Analyse de résultats expérimentaux : comparaison avec les résultats du premier run

Pour conclure sur l'efficacité des modifications de la géométrie d'ancre que nous avons réalisées, il faut comparer les résonateurs ayant les mêmes fréquences de résonance avec et sans les modifications. Or la modification de type 3 engendre non seulement une augmentation des coefficients de qualité, mais aussi une diminution de la fréquence de résonance. Cela s'explique par une réduction de la largeur de la poutre dans le point d'ancrage, et donc par l'assouplissement du résonateur qui en suit.

Nous ne possédons pas des résonateurs à géométrie de référence ayant les même fréquences de résonance que les résonateurs modifiés. L'appariement de fréquence est difficile, de plus nous sommes limités en nombre de runs. Or nous pouvons profiter de l'approximation de la courbe $Q(f_0)$ obtenue pour les résonateurs de référence avec la largeur de 1.8 μm

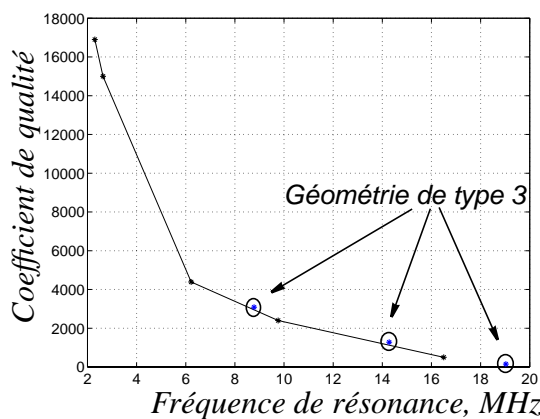


Figure 41. Evolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence de résonance pour tous les résonateurs testés à longueur de poutre de $1.8 \mu\text{m}$.

Sont représentés :

- les résonateurs à la géométrie de référence (table 3, échantillons avec la largeur de la poutre de $1.8 \mu\text{m}$) ;
- les trois résonateurs avec la géométrie d'ancre de type 3 (table 4). Les points correspondant à ces trois résonateurs sont encerclés.

du premier run. Nous plaçons les trois données (Q, f_0) de la table 4 sur le même plan que la courbe approchée et nous obtenons le graphique de la fig. 41.

Le graphique témoigne que les points obtenus pour les poutres modifiées s'inscrivent parfaitement dans la tendance observée pour les résonateurs à géométrie de référence. Nous constatons que même si les modifications contribuent à une augmentation du coefficient de qualité, cette contribution est faible et se trouve probablement dans la limite de 10-20 %. Les nouvelles données ne compromettent pas la tendance de baisse du coefficient de qualité avec la fréquence de résonance, observée pour les résonateurs du premier run. On conclut que les résonateurs de type "poutre encastree-encastree", réalisés dans la technologie de couche épaisse, peuvent difficilement avoir des fréquences de résonances de plusieurs dizaines ou centaines de mégahertz avec des coefficients de qualité pertinents.

4.4 Dispositif de test des résonateurs

4.4.1 Choix de la méthode de test des résonateurs

Nous avons étudié différentes configurations de test des résonateurs. Les difficultés des mesures croissent avec la fréquence de résonance attendue des dispositifs. L'augmentation de la fréquence de résonance impose la réduction des dimensions du dispositif, par conséquent les niveaux de signal de sortie plus faibles. Cela est provoqué par la diminution des amplitudes d'oscillation et par la réduction des dimensions des transducteurs. En même temps les capacités parasites ont un effet plus perturbant en hautes fréquences (cf. paragraphe 3.1).

Pour le test des résonateurs nous disposons d'un analyseur de réseau HP8753D. La carte

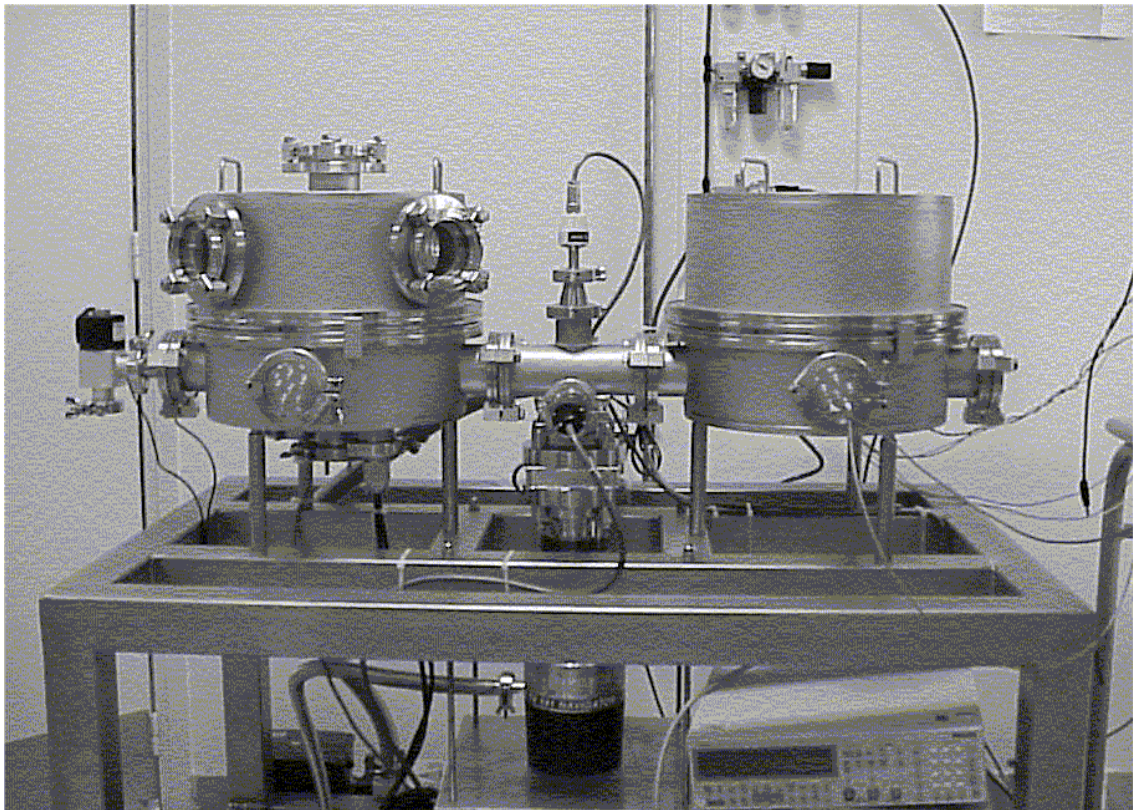


Figure 42. Photographie de la chambre à vide utilisée pour le test des résonateurs.

de test, contenant le résonateur de test et le pré-amplificateur, a été placée dans la chambre à vide dont la photographie est montrée à la fig. 42.

Trois configurations ont été étudiées pour le test des résonateurs.

1) Test sans amplification du signal en sortie. L'analyseur de réseau est directement connecté au résonateur. L'avantage est la simplicité. L'inconvénient est la faible impédance d'entrée de l'analyseur (50Ω) comparée à la résistance motionnelle du résonateur (des dizaines, voire des centaines de $k\Omega$).

2) Test avec un amplificateur de tension (fig. 43). La tension de sortie est générée par le résonateur sur une résistance de terminaison R_L et amplifiée par la suite. L'inconvénient majeur de cette méthode est l'influence de la capacité d'entrée de l'amplificateur sur son impédance d'entrée. Le gain d'amplificateur est alors variable en fréquence et incertain car la valeur exacte de la capacité d'entrée est inconnue.

3) Test avec amplificateur à trans-impédance (fig. 44). L'amplificateur a une très faible impédance d'entrée, la tension à l'entrée est donc quasi-constante. Cela rend le gain d'amplificateur indépendant des capacités parasites à l'entrée. Malheureusement un amplificateur à trans-impédance tend à devenir instable si une capacité parallèle à la masse est pré-

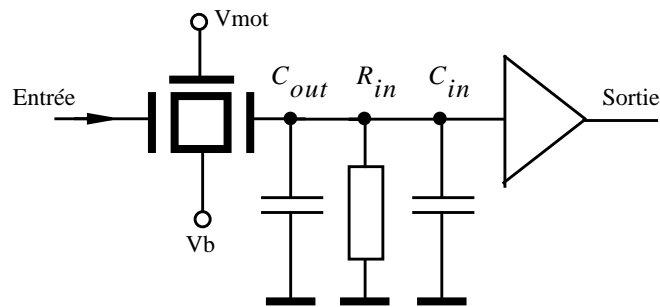


Figure 43. Schéma de caractérisation des résonateurs avec un amplificateur de tension.

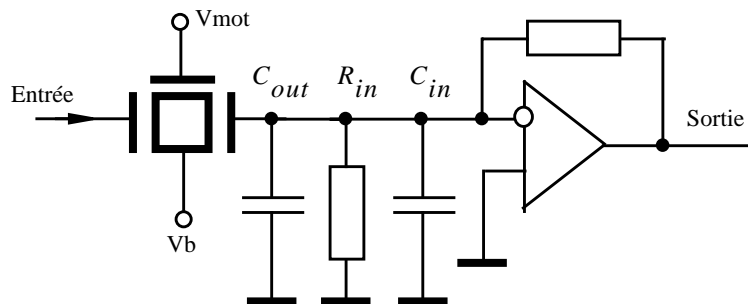


Figure 44. Schéma de caractérisation des résonateurs avec un amplificateur de trans-impédance.

sente à l'entrée. Pour le compenser on place une capacité entre l'entrée et la sortie, ce qui conduit à une baisse de la fréquence de coupure d'amplificateur. Ainsi, il faut trouver un compromis entre le gain et la largeur de bande [23], [55].

Malgré des difficultés de réalisation nous avons opté pour la troisième approche afin d'obtenir un gain constant dans toute la bande d'intérêt.

4.4.2 Description de l'amplificateur de test

Pour avoir une meilleure maîtrise des capacités parasites et de la fréquence de coupure, nous avons réalisé les deux premiers étages d'amplification avec des transistors bipolaires discrets. Le schéma de l'amplificateur est montré à la fig. 45.

L'étage d'entrée est un étage de transistor en base commune polarisée de façon à obtenir une polarisation nulle à l'entrée. Le deuxième étage en collecteur commun sert à adapter l'impédance de l'étage d'entrée à l'étage d'amplification suivant. L'étage de sortie est réalisé à partir d'un amplificateur intégré HF large bande, adapté 50Ω en entrée et en sortie, procurant un gain en tension de 20 dB [54], [55].

La trans-résistance de l'étage d'entrée dépend du courant de collecteur au repos et de la résistance R2. Le premier est défini par la valeur de la résistance R3 et la tension d'alimen-

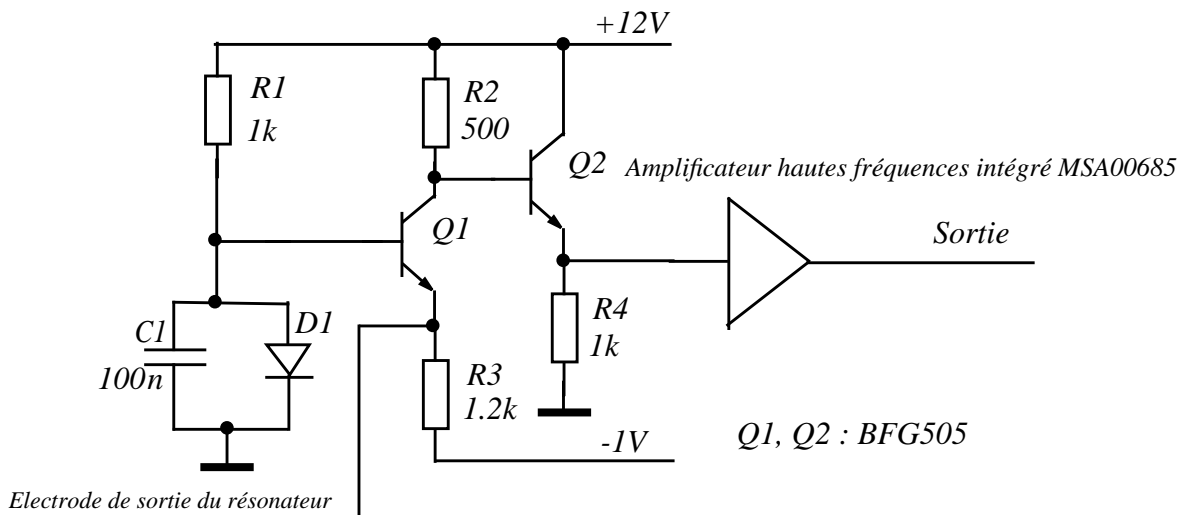


Figure 45. Schéma électrique de l'amplificateur de trans-impédance conçu pour le test des résonateurs.

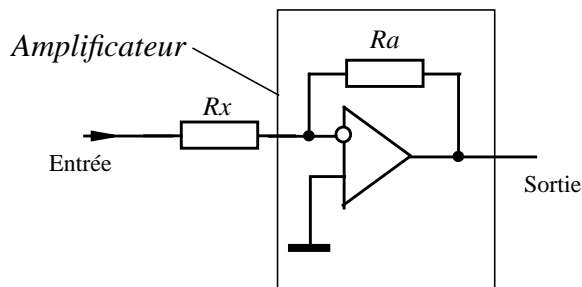


Figure 46. Schéma de caractérisation de l'amplificateur de test.

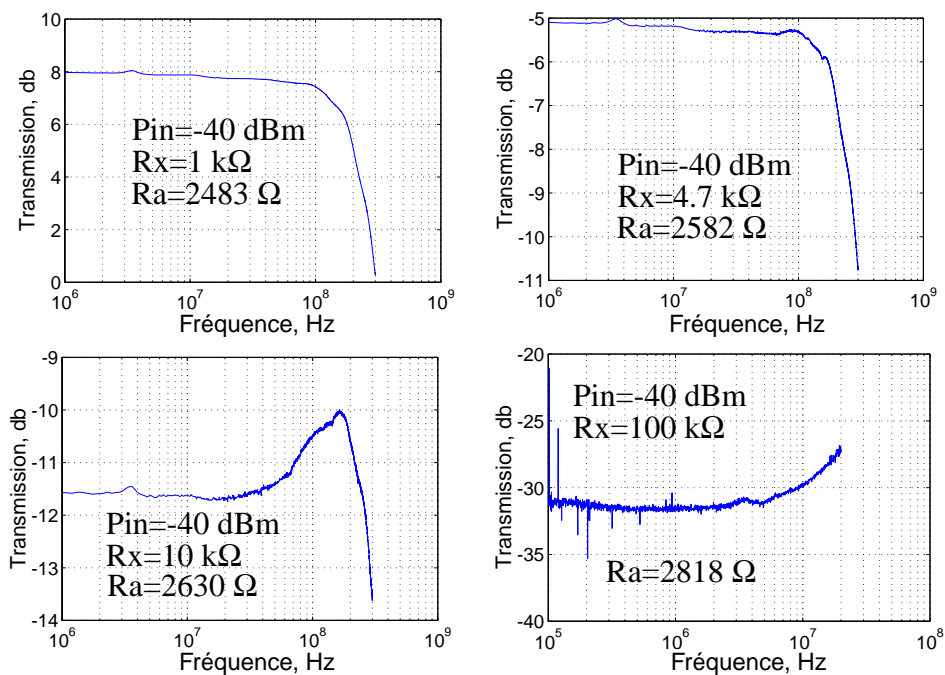


Figure 47. Caractéristiques de transmission de l'amplificateur avec des résistances R_X

tation négative. Initialement nous avons réalisé une trans-résistance de l'étage égale à R_2 (500Ω). Or la trans-résistance totale a été trop grande pour que l'amplificateur reste stable. Afin de supprimer l'oscillation, nous avons dû baisser la tension d'alimentation négative (i.e. le courant de collecteur) jusqu'à 1V. Nous avons obtenu alors une trans-résistance de 2880Ω pour tout l'amplificateur.

Pour caractériser l'amplificateur, nous avons placé des résistances de différentes valeurs entre la sortie de l'analyseur de réseau et l'entrée de l'amplificateur (fig. 46).

Les graphiques de la fig. 47 montrent le gain de l'amplificateur en tension pour différentes valeurs de résistances R_X dans la plage de 1-300 MHz.

4.4.3 Mesure de la capacité de couplage

Grâce à la caractérisation de l'amplificateur nous avons pu tirer des informations importantes sur les résonateurs fabriqués. Premièrement, nous avons mis à la place de R_X un des résonateurs en boîtier sans appliquer les tensions de polarisation et mesuré la caractéristique de transfert (boîtier PLCC44, les résonateurs ont été connectés par bonding). Nous avons pu estimer la valeur de la capacité de couplage, composée de la capacité du boîtier, de la capacité des connexions externes et de la capacité intrinsèque du résonateur. La caractéristique est montrée à la fig. 48. D'après cette courbe la capacité de couplage a une valeur de 0.25 pF. Elle peut varier suivant la géométrie des connexions entre le résonateur et le circuit de test.

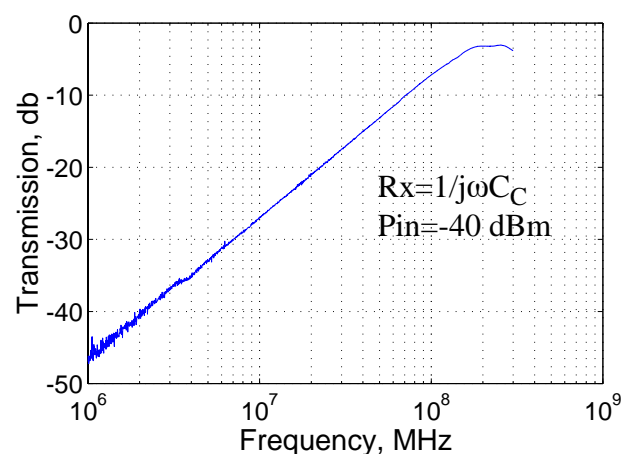
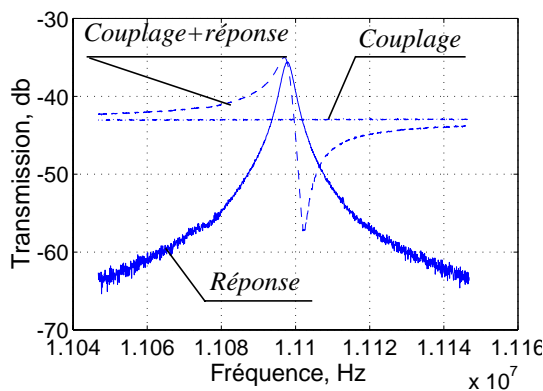


Figure 48. Transmission d'un filtre non-polarisé : réponse due au couplage capacitif parasite.

4.4.4 Compensation du couplage parasite

En sortie du résonateur le signal utile, généré par les oscillations mécaniques, est superposé au signal de fuite capacitive de l'entrée vers la sortie (couplage parasite). Pour caractériser le résonateur, le signal du couplage parasite doit être compensé. Nous avons utilisé la méthode suivante.

D'abord nous avons mesuré le signal de couplage en polarisant le résonateur à zéro volt. Le résultat a été sauvegardé dans la mémoire de l'analyseur et ensuite a été soustrait de la réponse du résonateur polarisé comportant le signal utile et le signal parasite. Les signaux parasites se sont annulés et nous avons obtenu la réponse mécanique pure. La fig. 49 présente les courbes obtenues par cette méthode.



1) la caractéristique "couplage" est obtenue et mémorisée, la polarisation du résonateur est nulle.

2) La caractéristique "couplage+réponse" est obtenue, la polarisation est non-nulle.

3) Soustraction des caractéristiques : la courbe "réponse" est obtenue.

$Z_C=400\text{ k}\Omega$, $C_C=40\text{ fF}$, $R_X=178\text{ k}\Omega$

Figure 49. Annulation du couplage parasite lors de la caractérisation des résonateurs.

4.5 Résistance motionnelle des résonateurs

Comme c'est expliqué dans le paragraphe 2.1.7, la résistance motionnelle est un paramètre de résonateur déterminant son aptitude à être utilisé comme filtre. Nous donnons ici des résultats de mesure de la résistance motionnelle pour des résonateurs de type "poutre encastree-encastree" avec la géométrie de référence. La table 5 donne des valeurs des résonateurs hautes fréquences (N° 3-5) et des valeurs minimales des résistances motionnelles pour les résonateurs avec la longueur 40 et 80 μm , largeur 1.8 μm . Ces deux résonateurs sont utilisés dans les filtres (chapitre 3), ce pourquoi ici nous montrons l'évolution de leurs résistances motionnelles en fonction de la tension de polarisation pour toute la plage des tensions disponibles.

Table 5. Résistances motionnelles des résonateurs testés.

N°	Longueur	Largeur	Gap, μm	Résistance motionnelle, $\text{k}\Omega$	Condition de mesure : tension de polarisation, V
1	80	1.8	0.4	40	20
2	40	1.8	0.2	30	40
3	30	1.8	0.2	177	35
4	25	1.8	0.2	500	60
5	20	1.8	0.2	Pas de réponse	Pas de réponse

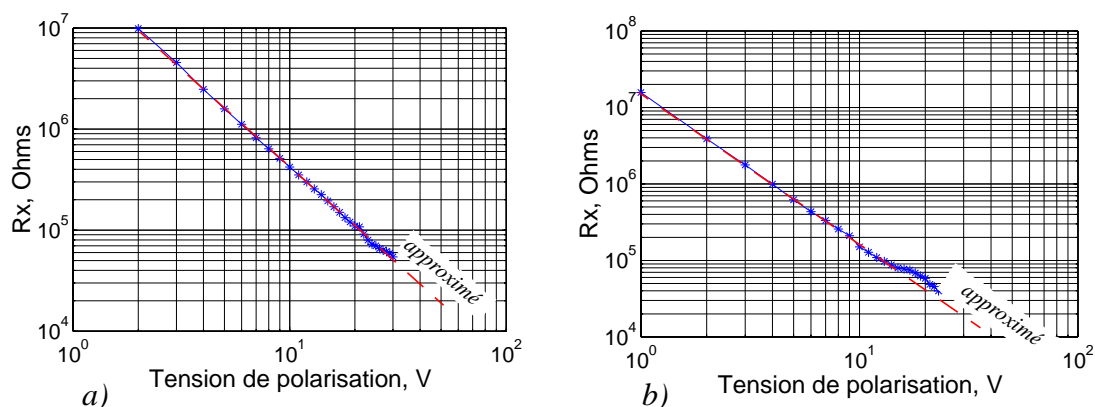


Figure 50. Graphiques d'évolution de la résistance motionnelle pour les résonateurs avec :
 a) $L=40 \mu\text{m}$, $W=3 \mu\text{m}$, $\text{gap}=0.2 \mu\text{m}$;
 b) $L=80 \mu\text{m}$, $W=3 \mu\text{m}$, $\text{gap}=0.4 \mu\text{m}$.

4.6 Régime de grand signal : comportement non-linéaire

Les résonateurs de type “poutre encastrée-encastrée” ont un comportement non-linéaire pour les grandes amplitudes d’oscillation. La non-linéarité d’un résonateur mécanique peut venir de trois sources : la non-linéarité de l’élément résonnant, la non-linéarité quadratique du transducteur par rapport à la tension d’entrée, la non-linéarité des transducteurs par rapport à la position du résonateur.

Le dernier phénomène est déterminant pour une poutre longue actionnée par un transducteur avec un gap très fin [32]. Les fig. 52 et 51 montrent des exemples d’évolution des caractéristiques de transfert mesurées en fonction des tensions d’entrée et des tensions de polarisation pour deux résonateurs (40 μm et 80 μm de longueur, 1.8 μm de largeur).

La déformation de la caractéristique est conditionnée par la modification de la fréquence de résonance pour les grandes amplitudes d’oscillation. Ce phénomène est propre à tout système oscillatoire non-linéaire. Il est décrit dans de nombreux ouvrages [36].

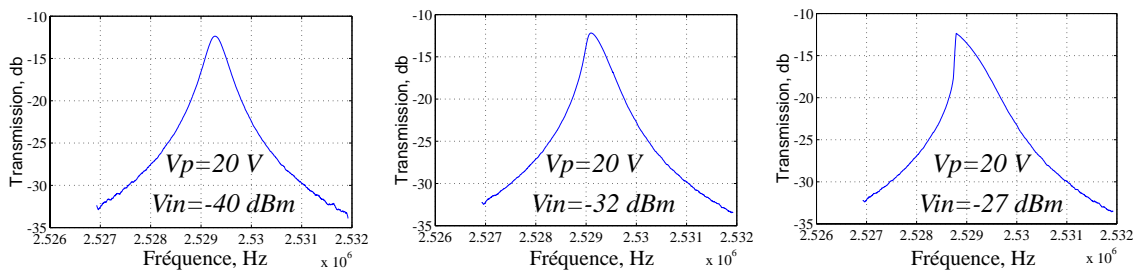


Figure 51. Démonstration du comportement non-linéaire d’un résonateur de type “poutre encastrée-encastrée” avec une longueur de 80 μm , une largeur de 1.8 μm .

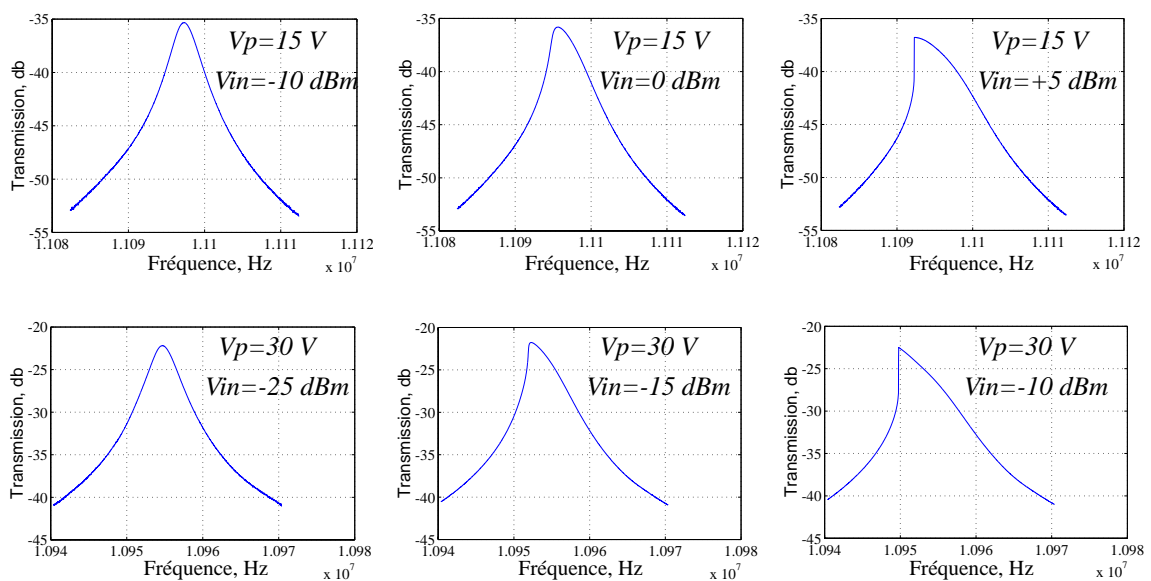


Figure 52. Démonstration du comportement non-linéaire d’un résonateur de type “poutre encastrée-encastrée” à longueur de 40 μm et à largeur de 1.8 μm .

4.7 Evolution du coefficient de qualité en fonction de la pression d'air

La caractéristique d'évolution du coefficient de qualité en fonction de la pression d'air contient une information importante pour l'utilisation pratique du résonateur. Nous présentons ces caractéristiques pour deux résonateurs (fig. 53), qui sont utiles par la suite pour la conception des filtres (cf. chapitre 3).

D'après les courbes mesurées, les coefficients de qualité augmentent à fur et à mesure que la pression diminue et atteignent une saturation à partir d'une certaine pression. Cela s'explique par le fait que le coefficient de qualité est inversement proportionnel aux pertes dissipatives. Ces dernières sont composées des pertes intrinsèques du résonateur (pertes thermoélastiques, pertes dans les ancrages), et des pertes extrinsèques (pertes visqueuses dues au frottement à l'air). Les premières sont indépendantes de la pression, les dernières diminuent quand la pression diminue. Lorsque les pertes extrinsèques deviennent négligeables, le coefficient de qualité devient constant [56]. Cette information est très importante pour l'encapsulation des résonateurs, car elle donne la valeur exacte du niveau de vide minimal utile pour le fonctionnement d'un résonateur. L'analyse des phénomènes, responsables des pertes intrinsèques et extrinsèques des résonateurs, peut être trouvée dans les articles [56-58].

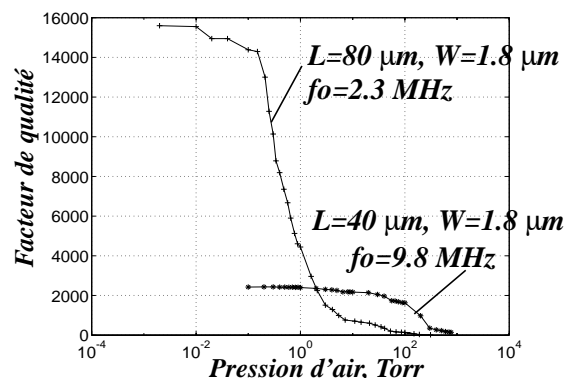


Figure 53. Evolution du coefficient de qualité en fonction de la pression d'air.

4.8 Reproductibilité des résonateurs dans le procédé THELMA

Nous avons observé une importante dispersion des paramètres des résonateurs fabriqués dans le procédé THELMA. Les données de la table 3 montrent un exemple de dispersion de la fréquence de résonance et du coefficient de qualité pour des résonateurs fabriqués à partir du même masque mais sur des modules différents. Pour les dispositifs de référence l'écart maximal de la fréquence de résonance est observé pour le résonateur de la puce 4 (10.849182 MHz) et de la puce 1 (10.387587 MHz), ce qui fait ~5% de dispersion. L'écart

est beaucoup plus important au niveau du coefficient de qualité (2479 pour le résonateur de la puce 1 et 1529 pour le résonateur de la puce 5, ce qui fait $\pm 25\%$ de 2000).

La dispersion de la fréquence de résonance des dispositifs fabriqués sur les modules différents est imputable à la variation de la sous-gravure sur le wafer : elle est différente suivant la position de module sur le wafer (distance du centre). Les résonateurs fabriqués ont alors les dimensions et les fréquences de résonance différentes. Les modules de test ont été choisis d'une façon aléatoire.

La dispersion de la fréquence de résonance est plus faible si les résonateurs identiques sont implantés sur la même puce et donc la variation de la sous-gravure d'un dispositif à l'autre est plus faible. La table 1 du paragraphe 4.3.1 du chapitre 3 contient les paramètres mesurés des quatre résonateurs identiques fabriqués sur la même puce. On peut voir, que la dispersion de la fréquence de résonance est plus petite (elle ne dépasse pas 1.5% pour la plupart des résonateurs, l'écart maximal est de 2.8 % pour l'échantillon 7).

Pour des résonateurs de dimensions microniques, le coefficient de qualité sous vide est essentiellement défini par la radiation acoustique (dissipation dans les ancrés) et par la friction interne (pertes thermoélastiques) [24]. La dispersion du coefficient de qualité est difficile à cadrer car elle dépend de nombreux facteurs liés au procédé de fabrication : aux impuretés du matériau de la couche structurelle, à la rigidité du point de jonction entre l'ancre et la poutre, à l'ancrage des électrodes d'excitation, à la rigidité de l'oxyde etc. [52].

Le nombre d'échantillons disponibles n'a pas été suffisant pour établir une statistique sur la dispersion des paramètres des résonateurs.

5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le volet de notre travail consacré à la conception et au test des résonateurs micro-mécaniques dans le procédé de ST Microelectronics.

Les recherches ont été focalisées sur les résonateurs à géométrie “poutre encastrée-encastree”.

Nous avons fabriqué et caractérisé des résonateurs à dimensions différentes. Une loi empirique a été établie, reliant le facteur de qualité et la fréquence de résonance pour les dispositifs réalisés. Il a été constaté que ces deux paramètres d’un résonateur se trouvent en une proportion inverse. Ainsi le facteur de qualité est plus faible pour les résonateurs à fréquence de résonance plus élevée.

La fréquence de résonance maximale que nous avons obtenue est de 19 MHz. Elle correspond au résonateur avec la longueur de 25 μm , la largeur de 1.8 μm . Le coefficient de qualité est de 100-150, la résistance motionnelle pour une tension de polarisation de 60 V est de 500 k Ω .

Le facteur de qualité maximal a été mesuré sur les résonateurs avec la longueur de 80 μm , la largeur de 1.8 μm . Il est égal à 16000, pour une fréquence de résonance de 2.5 MHz, la résistance motionnelle est de 40 k Ω pour 20 V de tension de polarisation.

La fréquence de résonance maximale, associée avec un coefficient de qualité raisonnable, est de 10 MHz, pour $Q=2500$. La résistance motionnelle est de 30 k Ω pour une tension de polarisation de 40 V. Ce rapport “fréquence - coefficient de qualité” nous paraît le plus utile pour les applications de filtrage IF sur tous les résonateurs testés.

Deux facteurs ont empêché la réalisation d’un résonateur avec une fréquence de résonance plus grande que 19 MHz.

1) La baisse du facteur de qualité pour les poutres encastrées-encastrees en hautes fréquences est conditionnée par l’insuffisance de la rigidité des ancras par rapport à la rigidité de la poutre. Les méthodes connues visant à réduire l’influence des ancras ne sont pas compatibles avec la lithographie du procédé THELMA [20].

2) A cause de l’inclinaison des parois de tranchée, la valeur minimale du gap est limitée à 0.3 μm . Comme mentionné dans les articles [47], [53], ceci est insuffisant pour réaliser des résonateurs en hautes fréquences.

Ces difficultés n’amointrissent pas l’importance des résultats que nous avons obtenus. Etant parti d’une technologie qui ne permettait pas d’implanter un gap de transducteur suffi-

samment étroit ($3\ \mu\text{m}$ maximum au lieu de $0.1-0.5$ nécessaires), nous avons réussi à obtenir des gaps avec les largeurs d'un ordre de grandeur plus faibles uniquement par une conception intelligente du dispositif. Cette méthode peut être utilisée pour réaliser des résonateurs dans une autre technologie, mieux adaptée à la fabrication des résonateurs haute fréquence. Alors que les méthodes d'obtention de gap submicronique, présentées dans les travaux précédents, utilisent une couche d'oxyde sacrificiel pour définir la largeur de gap, notre méthode n'emploie que les moyens de la lithographie classique. Cela simplifie considérablement le procédé de fabrication.

Les résonateurs à fréquences de résonance $2.5-10$ MHz peuvent être utilisés comme éléments de base pour les filtres d'ordre élevé, comme ça va être présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 3. CONCEPTION DE FILTRES A RESONATEURS COUPLES PAR UN RESSORT ELECTROSTATIQUE

1. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons un travail, motivé par la nécessité de réaliser des filtres d'ordre supérieur à deux. L'approche connue et confirmée consiste à coupler les résonateurs mécaniques par des ressorts. Bien que cette architecture ait une limitation de ne produire que des caractéristiques de transmission de type "pôles seuls" ("*all poles*") [15, chapitre 6], elle peut être utile pour beaucoup d'applications. Bien étudiée, nous l'avons choisie pour débiter la conception de filtres d'ordre élevé dans le procédé de ST Microelectronics.

De nombreuses réalisations de filtres mécaniques passifs à résonateurs couplés sont présentées par l'équipe de Clark T. - C. Nguyen [12, 13, 47, 48]. Le couplage s'effectue à l'aide d'une poutre flexible, reliant les résonateurs. De tels filtres ont été réalisés à base de résonateurs basse fréquence (400 kHz), avec des transducteurs interdigités, et comportent trois résonateurs couplés. Les réalisations en plus haute fréquence utilisent des résonateurs de type "poutre encastrée-encastrée", couplés par une autre poutre plus souple (10-70 MHz de fréquence centrale, 14 kHz de largeur de bande). Ces filtres comprennent deux résonateurs. La largeur de bande passante dépend du rapport entre la rigidité du ressort de couplage et la rigidité des résonateurs.. Ces paramètres sont fixés au moment de la conception. Un ajustement, permettant de corriger les dispersions des fréquences de résonance dues aux erreurs de fabrication, est possible.

Nous ne sommes pas en mesure de reproduire ces réalisations dans le procédé THELMA. Comme nous le démontrerons par la suite dans ce chapitre, le ressort de couplage doit être beaucoup plus souple que les résonateurs pour obtenir un filtre sélectif. Pour les filtres IF, ce rapport peut atteindre des valeurs de 100-1000 (table 1 de l'introduction). Le ressort de couplage doit alors être réalisé à partir d'une poutre plus fine que celles des résonateurs, ce qui est impossible dans le procédé utilisé.

Nous avons développé une architecture de filtre à résonateurs couplés, dans laquelle le couplage mécanique est réalisé via le champ électrostatique, et non pas par un ressort méca-

nique. Le principe est basé sur l'interaction mécanique entre deux électrodes d'une capacité polarisée, créée par le champ électrostatique. Pour les petits déplacements des électrodes, cette interaction a un caractère élastique et peut être modélisée par un ressort mécanique à rigidité négative, contrôlée par la tension appliquée à la capacité. La rigidité d'un tel ressort électrostatique est contrôlée par une tension, il est donc possible de réaliser un filtre à bande passante variable.

Dans ce chapitre nous présentons la théorie du couplage par champ électrostatique, en l'exposant dans l'ordre d'évolution des idées. Nous déduisons un modèle mécanique équivalent du coupleur électrostatique et étudierons l'influence des facteurs parasites.

La théorie est suivie par la description de la partie expérimentale. Les résultats de deux cycles "conception, simulation, fabrication, test" sont présentés. Nous examinons les différents facteurs influant sur les performances des filtres, une attention particulière étant portée aux capacités parasites.

2. Théorie de filtres à résonateurs couplés

2.1 Système avec un couplage mécanique ou capacitif : position des pôles de transmission pour un cas sans pertes

Les filtres mécaniques utilisent des ressorts mécaniques pour coupler les résonateurs [37, 15]. La fig. 1a présente le schéma d'un système mécanique à deux résonateurs couplés.

Les résonateurs isolés (non-couplés) possèdent les fréquences de résonances propres :

$$\omega_{R1} = \sqrt{\frac{k_1}{m_1}}, \omega_{R2} = \sqrt{\frac{k_2}{m_2}}. \quad (2.1)$$

En présence du ressort de couplage, les fréquences de résonance des résonateurs individuels sont modifiées. Pour déterminer les fréquences de résonance d'un des résonateurs du système, il faut fixer les masses des autres résonateurs et trouver la fréquence de résonance du sous-système obtenu (fig. 1b). Les rigidités propres des résonateurs du filtre se trouvent modifiées par le ressort de couplage. On obtient pour le résonateur 1, et de la même façon, pour le résonateur 2 :

$$\omega_{01} = \sqrt{\frac{k_1 + k_C}{m_1}}, \omega_{02} = \sqrt{\frac{k_2 + k_C}{m_2}}. \quad (2.2)$$

Considérons le cas où les résonateurs sont identiques ($k_1 = k_2 = k_0, m_1 = m_2 = m_0$).

La fréquence de résonance des résonateurs isolés est :

$$\omega_R = \sqrt{\frac{k_0}{m_0}}, \quad (2.3)$$

la fréquence de résonance des résonateurs du système est :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_0 + k_C}{m_0}}. \quad (2.4)$$

Une simple analyse montre, que les positions des pôles naturels du système mécanique de la fig. 1a sont définies par les relations :

$$p_{1,2}^2 = -\frac{k_0}{m_0}, p_{3,4}^2 = -\frac{k_0 + 2k_C}{m_0}. \quad (2.5)$$

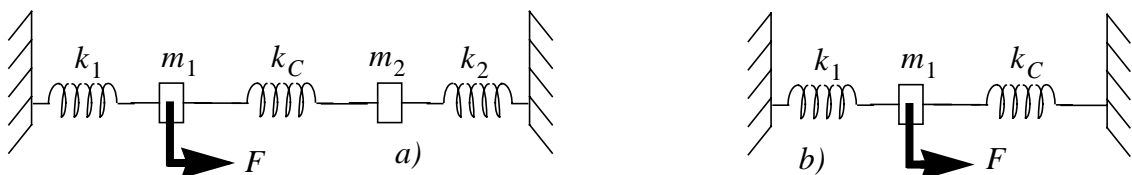


Figure 1. Système mécanique à résonateurs couplés : a) schéma du système complet; b) un résonateur individuel du système

Dans la littérature, le facteur de couplage et la fréquence sont souvent normalisés par rapport aux paramètres des résonateurs individuels du système (l'élément de couplage étant pris en compte) :

$$\alpha = \frac{k_C}{k_0 + k_C}, \Omega = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{k_0 + k_C}{m_0}}}, \quad (2.6)$$

où α est le facteur de couplage normalisé, Ω est la fréquence normalisée.

Ainsi, les fréquences des pôles sont égales à :

$$\begin{cases} \Omega_1 = \sqrt{1 - \alpha} \\ \Omega_2 = \sqrt{1 + \alpha} \end{cases}. \quad (2.7)$$

Les fréquences des pôles du système de la fig. 1 se trouvent autour de la fréquence de résonance des résonateurs individuels, comme c'est le cas pour les résonateurs électriques avec un couplage magnétique [15]. Or, à la différence du cas des résonateurs couplés par champ magnétique, les fréquences de résonance des résonateurs individuels du système dépendent de l'élément de couplage (k_C). Afin de mettre en évidence l'évolution du comportement de système en fonction de l'intensité de couplage, nous montrons l'évolution des fréquences des pôles du système de la fig. 1 normalisées par rapport à la fréquence de résonance des résonateurs isolés ω_R , en fonction de la rigidité du ressort de couplage, normalisée par rapport à la rigidité propre des résonateurs isolés k_0 (fig. 2). Pour la génération de cette courbe, seule la rigidité du ressort de couplage varie, les paramètres des résonateurs isolés restent constants.

La fréquence de résonance des résonateurs du système, modifiée par la présence du res-

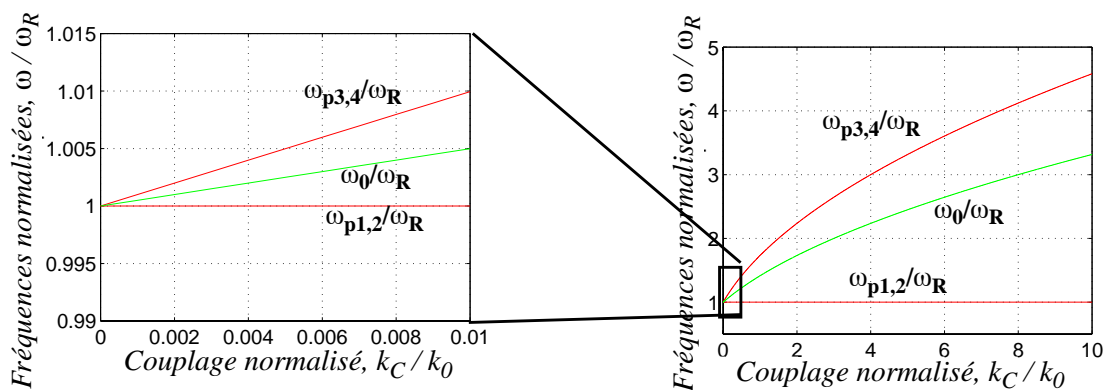


Figure 2. Evolution des fréquences de pôles naturels du système de la fig. 1 en fonction du facteur de couplage. Les fréquences sont normalisées par rapport à la fréquence de résonance propre des résonateurs isolés, le facteur de couplage est normalisé par rapport à la rigidité propre des résonateurs isolés.

sort de couplage, varie en même temps que la rigidité de ce ressort. L'évolution de cette fréquence est montrée par la courbe " ω_0/ω_R ". Les graphiques témoignent que pour un faible couplage, les fréquences des pôles sont disposées d'une façon symétrique par rapport à la fréquence de résonance des résonateurs individuels, i. e. par rapport à la fréquence centrale du filtre. Cette situation correspond au cas des filtres sélectifs. D'après la formule (2.7), pour un α faible les fréquences de résonance sont :

$$\Omega_{1,2} \approx 1 \pm \frac{\alpha}{2}. \tag{2.8}$$

En première approximation, la bande passante du filtre est définie par la distance entre les pôles de transmission :

$$\Delta\Psi = \Psi_2 - \Psi_1 \sim \alpha. \tag{2.9}$$

Ainsi, le facteur de couplage a le même ordre de grandeur que la valeur inverse du coefficient de qualité du filtre :

$$\alpha \sim \Delta\Psi = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q}. \tag{2.10}$$

Si l'on considère que la force sinusoïdale agissant sur un résonateur est la grandeur d'entrée, la vitesse du second résonateur est la grandeur de sortie, alors la fonction de transfert du système de la fig. 1a est égale à :

$$T = \frac{\frac{\alpha}{\omega_0 m_0} j\Omega}{((j\Omega)^2 + 1 - \alpha)((j\Omega)^2 + 1 + \alpha)}. \tag{2.11}$$

L'équivalent électrique de ce système mécanique est un réseau électrique avec deux résonateurs LC couplés par une capacité (fig. 3). La grandeur d'entrée pour ce réseau est la tension E agissant dans la première maille, la grandeur de sortie est le courant de la deuxième maille. Toutes les formules développées pour le système mécanique sont valables pour ce réseau, si l'on substitue les paramètres des éléments mécaniques par les paramètres électriques équivalents, comme montré fig. 3.

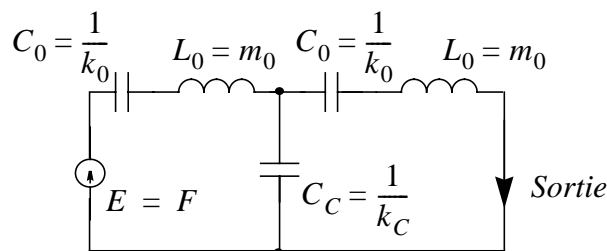


Figure 3. Réseau électrique équivalent au système mécanique à deux résonateurs couplés.

2.2 Etude d'un filtre à résonateurs couplés avec pertes

Supposons maintenant que les résonateurs du filtre subissent des pertes lors des oscillations. Ces pertes peuvent être de nature thermoélastique (internes aux ressorts) ou aérodynamiques (pertes visqueuses dues au frottement à l'air). Elles sont modélisées par des amortisseurs au niveau mécanique et par des résistances au niveau électrique. Nous négligeons les pertes dans le ressort de couplage (fig. 4). Les résistances R_0 modélisent les pertes dans les résonateurs et les résistances de terminaison du filtre. Il est possible de séparer ces phénomènes, dans ce cas-là les résistances associées se mettent en série pour chaque résonateur. La description mathématique du système est la même pour ces deux cas.

Nous souhaitons étudier la caractéristique de transmission des systèmes représentés à la fig. 4, qui est définie de la même façon que pour le cas sans pertes.

Il est plus aisé pour nous d'effectuer l'analyse sur le réseau électrique, car nous maîtrisons bien les outils mathématiques et en possédons une expérience importante. Du fait de l'équivalence mathématique entre les deux systèmes, tous les résultats obtenus seront applicables au système mécanique.

La fonction de transmission est trouvée à partir des équations de courants des mailles pour le réseau de la fig. 4 :

$$\begin{bmatrix} pL_0\left(1 + \frac{\omega_0^2}{p^2} + \frac{R_0}{pL_0}\right) & -\frac{1}{pC_c} \\ -\frac{1}{pC_c} & pL_0\left(1 + \frac{\omega_0^2}{p^2} + \frac{R_0}{pL_0}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{11} \\ I_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{in} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

De cette équation matricielle, nous dérivons la fonction de transfert, en utilisant les paramètres normalisés définis dans le paragraphe précédent :

$$T = \frac{I_{22}}{E} = \frac{\Delta_{22}}{\Delta} = \frac{\frac{\alpha}{\omega_0 L_0} \Omega}{\left(\Omega^2 + \frac{\Omega}{Q} + 1 - \alpha\right)\left(\Omega^2 + \frac{\Omega}{Q} + 1 + \alpha\right)}, \quad (2.13)$$

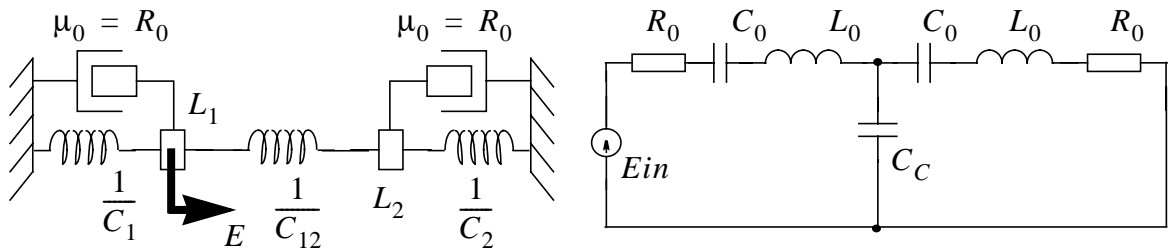


Figure 4. Filtre à résonateurs couplés avec pertes.

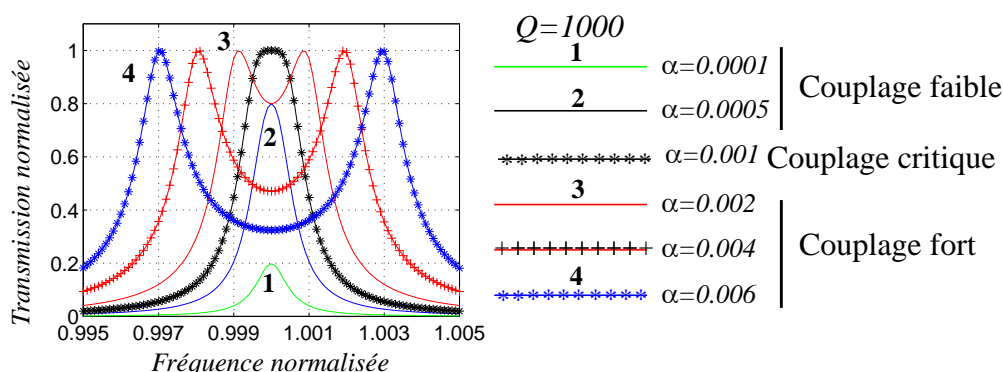


Figure 5. Evolution du module de la caractéristique de transfert normalisée en fonction du facteur de couplage normalisé.

où Q est le facteur de qualité des résonateurs du filtre (la capacité de couplage prise en compte), $Q = \frac{L\omega_0}{R_0}$. L'évolution du module de la caractéristique de transmission en fonction du facteur de couplage est présentée à la fig. 5.

Pour α faible les pôles sont situés proches l'un de l'autre. La caractéristique possède un seul maximum à la fréquence centrale du filtre (α=0.0001, α=0.0005), jusqu'à ce que α prenne la valeur critique de 0.001. A partir de cette valeur, le maximum se sépare en deux maxima. Ils s'éloignent l'un de l'autre au fur et à mesure que le facteur de couplage augmente. Pour un couplage faible la transmission au maximum dépend de α, tandis qu'en zone de couplage fort la transmission aux maxima est constante.

Nous souhaitons analyser l'influence du facteur de couplage sur le niveau de transmission aux maxima. L'analyse est difficile dans le cas général, car il est nécessaire de résoudre une équation d'ordre 5. Si l'on considère le cas réel d'un filtre sélectif passe-bande, les suppositions suivantes peuvent être faites :

- 1) le coefficient de qualité des résonateurs est grand, supérieur à 1000;
- 2) le coefficient de qualité du filtre est grand, supérieur à 50.

D'après les courbes de la fig. 5 on remarque, que dans la zone de couplage faible la transmission à la fréquence centrale augmente quand le facteur de couplage augmente. Dans la zone de couplage fort elle diminue quand le couplage augmente. La baisse de la transmission à la fréquence centrale est liée à l'apparition des deux maxima de la caractéristique. Ainsi la transmission à la fréquence centrale est maximale pour la valeur critique du coefficient de couplage, qui sépare le régime de couplage fort (deux maxima) et le régime de couplage faible (un maximum). Il faut donc trouver cette valeur critique.

La transmission à la fréquence centrale est égale à :

$$T_0(\alpha) = T(\Omega)|_{\Omega=j} = \left| \frac{\frac{\alpha}{\omega_0 L_0} j}{\left(-1 + \frac{j}{Q} + 1 - \alpha\right)\left(-1 + \frac{j}{Q} + 1 + \alpha\right)} \right| = \frac{\frac{\alpha}{\omega_0 L_0}}{\frac{1}{Q^2} + \alpha^2}. \quad (2.14)$$

Le maximum de cette fonction correspond à $\alpha = \pm \frac{1}{Q}$, la transmission étant de $\frac{1}{2R_0}$. En-dessous de cette valeur critique du facteur de couplage, la transmission maximale est plus faible, et décroît proportionnellement au facteur de couplage :

$$\frac{\frac{\alpha}{\omega_0 L_0}}{\frac{1}{Q^2} + \alpha^2} \approx \frac{Q^2}{\omega_0 L_0} \alpha. \quad (2.15)$$

La valeur critique du facteur de couplage est la valeur minimale utile pour un filtre : elle permet d'obtenir la bande passante de type "maximally flat" (de Butterworth) [15]. Les valeurs plus faibles du facteur de couplage résultent en une baisse de transmission dans la bande passante.

Pour un filtre avec un facteur de couplage égal à la valeur critique $\alpha = \pm \frac{1}{Q}$, la largeur de bande passante à -3 dB est égale à $\frac{\sqrt{2}}{Q}$.

La valeur maximale du facteur de couplage, utile pour un filtre, correspond au cas où l'ondulation dans la bande passante est égale à 3 db, i. e. quand la transmission à la fréquence centrale baisse à -3dB par rapport à la transmission maximale $\frac{1}{2R_0}$

Considérons l'évolution du niveau de transmission à la fréquence centrale quand le facteur de couplage augmente et dépasse la valeur critique. Le niveau de transmission baisse, et pour $\alpha \gg \frac{1}{Q}$ il devient inversement proportionnel à la valeur de α :

$$\frac{\frac{\alpha}{\omega_0 L_0}}{\frac{1}{Q^2} + \alpha^2} \approx \frac{1}{\omega_0 L_0 \alpha}. \quad (2.16)$$

La baisse de transmission à la fréquence centre à -3 dB correspond à (2.17)

$$\alpha_{max} = \frac{1 + \sqrt{2}}{Q}. \quad (2.18)$$

La largeur de bande passante est alors de $\frac{3.1}{Q}$. Cette valeur a été obtenue par une simulation.

Si le facteur de couplage dépasse cette valeur maximale, le filtre a deux bandes passantes, ce qui, évidemment, n'est pas le but. Pour $\alpha = \alpha_{max}$ l'ondulation dans la bande pas-

sante est égale à 3 dB, ce qui est intolérable pour la plupart des applications. Le facteur de couplage doit alors être plus faible.

Ainsi les valeurs utiles du facteur de couplage pour une application de filtrage sont comprises dans la plage $\left\{ \frac{1}{Q}, \frac{1+\sqrt{2}}{Q} \right\}$. La transmission aux maxima dans la bande passante est constante et égale à $\frac{1}{2R_0}$, quelle que soit la valeur de α .

Nous constatons que le facteur de couplage normalisé d'un filtre réel est du même ordre de grandeur que la valeur inverse du coefficient de qualité des résonateurs du filtre. Ceci est une indication précieuse pour l'étude et la conception des filtres à résonateurs couplés dans la suite du chapitre.

2.3 Cas de disparité des fréquences de résonance des résonateurs du filtre

Si les résonateurs du filtre n'ont pas les mêmes fréquences de résonance, le filtre est désaccordé. Toute la théorie évoquée ci-dessus s'applique également à une telle architecture, à quelques détails près. Sans exposer l'analyse qui permettrait de mettre en évidence ces différences, nous notons ici les conséquences pratiques induites par le désaccord des résonateurs du filtre. Plus d'informations peuvent être trouvées dans [63], [15].

A couplage faible, les pôles du filtre se situent aux fréquences de résonance des résonateurs du filtre. S'ils sont accordés, les pôles ont les fréquences proches, on observe donc un seul maximum dans la caractéristique (bande passante la plus étroite). Si les résonateurs du filtre sont désaccordés, les fréquences des pôles sont différentes. La caractéristique contient deux maxima se trouvant aux fréquences de résonance propres des résonateurs du filtre. Quand le couplage augmente les maxima s'éloignent l'un de l'autre, comme c'est le cas pour un filtre accordé. Ainsi il n'est pas possible de rapprocher les pôles et donc de réaliser une bande passante étroite.

L'autre conséquence du désaccord d'un filtre est une baisse du niveau de transmission. Elle est d'autant plus forte que le désaccord des fréquences est important. C'est très préjudiciable pour les filtres, ce pourquoi nous cherchons toujours à accorder les fréquences des résonateurs individuels. Par rapport au coefficient de couplage, le niveau de transmission se comporte de la même façon que pour un filtre accordé : pour un couplage faible le niveau baisse avec le couplage, pour un couplage fort le niveau de transmission aux maxima est constant (mais plus faible que si les résonateurs étaient accordés).

3. Couplage électrostatique des résonateurs mécaniques

3.1 Couplage de deux résonateurs mécaniques par une capacité

3.1.1 Principe de fonctionnement

Un couplage entre éléments mécaniques conducteurs par champ électrostatique est possible, car la distribution de forces électriques dépend de leur position réciproque. Prenons l'exemple d'une capacité plane. Une force égale à

$$F = \frac{V^2}{2} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} \quad (3.1)$$

existe entre les deux plans (fig. 6). Si les plans de la capacité se déplacent suivant les axes x_1 et x_2 , la force attractive (agissant sur les deux plans) sera modifiée et égale à :

$$F_1 = F_2 = \frac{V^2}{2} \epsilon_0 \frac{S}{(d - x_1 - x_2)^2}. \quad (3.2)$$

Ainsi le mouvement d'un plan de la capacité génère une variation de force sur l'autre, et ceci grâce au champ électrostatique [62].

Pour caractériser le comportement en régime de petit déplacement, nous développons la formule (3.2) en série de Taylor en ne gardant que les membres linéaires :

$$F(x) = \frac{V^2}{2} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} + V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} x_1 + V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} x_2 + \dots \quad (3.3)$$

En exprimant la distance entre les plans via leur coordonnée et en omettant la composante continue, nous obtenons pour les forces :

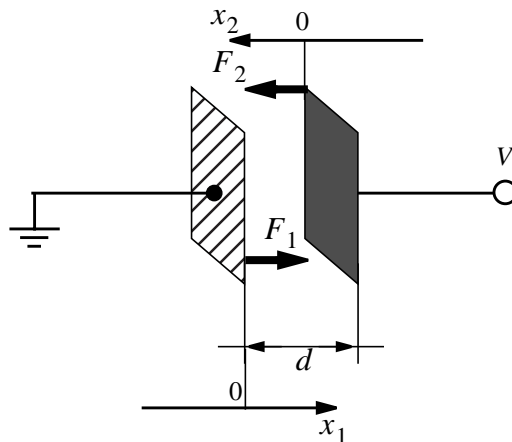


Figure 6. Les forces d'interaction entre les électrodes d'une capacité plane.

$$\begin{cases} F_1 = V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} (x_1 + x_2) \\ F_2 = V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} (x_2 + x_1) \end{cases}, \quad (3.4)$$

soit sous forme matricielle

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} & V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} \\ V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} & V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

L'équation (3.5) décrit un ressort mécanique connecté entre les plans de la capacité et ayant une rigidité $k = -V^2 \epsilon_0 \frac{S}{d^3}$. Grâce à ce phénomène, il est possible de réaliser un ressort électrostatique pour coupler deux résonateurs (fig. 7).

Cette méthode de couplage présente plusieurs avantages par rapport au couplage par ressort mécanique.

Premièrement, un ressort électrostatique ne possède pas de masse, et il est possible de réaliser des rigidités très faibles.

Deuxièmement, un ressort électrostatique n'introduit pas de pertes dissipatives dans le système. Sont également absents les problèmes liés aux jonctions entre le ressort de couplage et les résonateurs, propres à tous les ressorts mécaniques, et particulièrement gênants en hautes fréquences.

Troisièmement, la rigidité équivalente de la capacité de couplage est contrôlée par la tension de polarisation. Elle peut varier de zéro à sa valeur maximale, la dernière étant limitée par les contraintes technologiques. Le facteur de couplage définit la bande passante du filtre, par conséquent en utilisant un ressort à rigidité contrôlée il est possible de réaliser un filtre

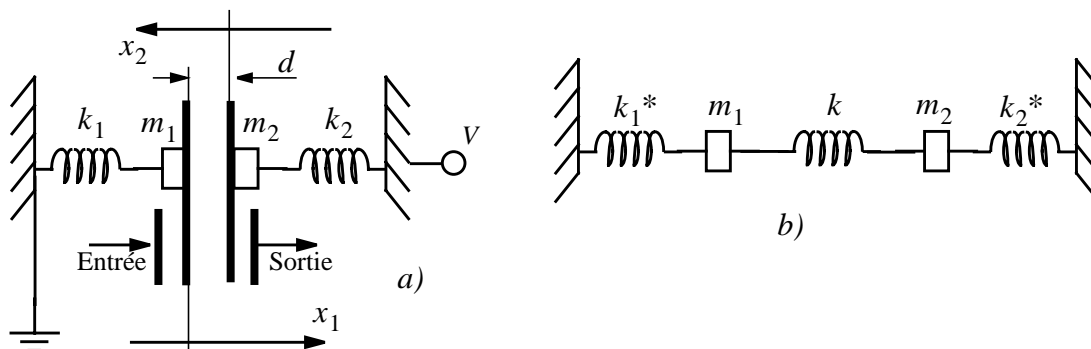


Figure 7. Deux résonateurs mécaniques couplés par capacité : a) schéma du système électromécanique, b) schéma mécanique équivalent.

reconfigurable. Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 2, les valeurs utiles du facteur de couplage entre deux résonateurs sont comprises entre $\frac{1}{Q}$ et $\frac{\sqrt{2}+1}{Q}$. Cette plage de valeurs est relativement étroite (facteur de variation proche de 3), et peut être réalisée par un ressort électrostatique.

Notons que le ressort électrostatique a une rigidité négative. Cela n'est guère gênant pour les filtres à résonateurs couplés : la caractéristique de transmission (2.13) est non-paire par rapport au facteur de couplage, ainsi une inversion du signe ne fait qu'ajouter un angle π à la phase pour toutes les fréquences. Le module et le délai de groupe de la fonction de transfert du filtre ne sont donc pas affectés.

3.1.2 Réalisation d'un filtre à couplage par capacité dans la technologie THELMA

La rigidité du ressort de couplage dépend au cube de la largeur du gap initial entre les résonateurs. Ainsi, de même que pour les transducteurs, le gap doit être le plus faible possible. En supposant que la longueur de la capacité de couplage est de $20\ \mu\text{m}$, le gap est de $0.2\ \mu\text{m}$, et la hauteur est de $15\ \mu\text{m}$, pour une tension de $20\ \text{V}$ nous obtenons une rigidité de $132.75\ \text{Nm}^{-1}$. Avec un gap de $0.4\ \mu\text{m}$ la rigidité est 8 fois plus faible et égale à $16.5\ \text{Nm}^{-1}$.

La fig. 8 présente l'exemple d'un filtre avec deux résonateurs de type "poutre repliée" (*folded beam*) couplés par une capacité.

La rigidité propre des résonateurs de ce type se trouve dans la plage $100\text{-}200\ \text{Nm}^{-1}$. Ainsi même avec les gaps réalisables dans la technologie THELMA, il est possible d'atteindre une rigidité du ressort électrostatique suffisante pour réaliser un filtre à bande étroite. Par exemple, pour réaliser un filtre à facteur de qualité de 1000, la rigidité équivalente doit être égale à $0.1\ \text{Nm}^{-1}$. Pour $|E_1 - E_2| = 40\text{V}$, $d = 3\ \mu\text{m}$, $l = 40\ \mu\text{m}$: $k = 0.31\ \text{Nm}^{-1}$. Ainsi une rigidité de $0.1\ \text{Nm}^{-1}$ peut être réalisée en abaissant simplement la tension de polarisation. Cette architecture peut être facilement étendue à plusieurs résonateurs.

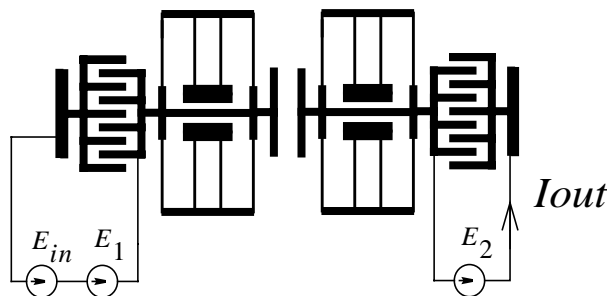


Figure 8. Filtre composé de deux résonateurs de type poutre repliée (*folded beam*) couplé par capacité.

La réalisation de tels filtres se complique si l'on souhaite obtenir des fréquences centrales plus élevées (au dessus de 1 MHz). Premièrement, les résonateurs sont petits, et il est impossible d'ajouter un transducteur de coupleur sans affecter la masse et donc la fréquence de résonance des résonateurs. Le transducteur du coupleur doit être formé par les parois des résonateurs (transducteur plan), les résonateurs doivent alors être placés très proches l'un de l'autre. Ceci est souvent problématique. Les schémas de la fig. 9a illustrent la difficulté. Il est possible de placer deux résonateurs faits à partir des poutres encastrées-encastrées côte à côte, au prix d'un ancrage asymétrique. Mais l'extension de cette architecture vers un ordre supérieur à deux est impossible, car il n'y a pas de place pour un troisième résonateur. Rappelons que les résonateurs voisins doivent être isolés électriquement les uns des autres. Ils utilisent donc des ancres différentes, d'où un encombrement important, incompatible avec la nécessité d'un espacement entre les résonateurs de quelques microns, voire de quelques dixièmes de microns.

Une architecture d'ordre supérieur est possible en utilisant des poutres encastrées-libres. Sur la fig. 9b nous montrons un filtre composé de quatre résonateurs, ayant chacun un ancrage séparé. Le remplacement des poutres encastrées-encastrées par des poutres encas-

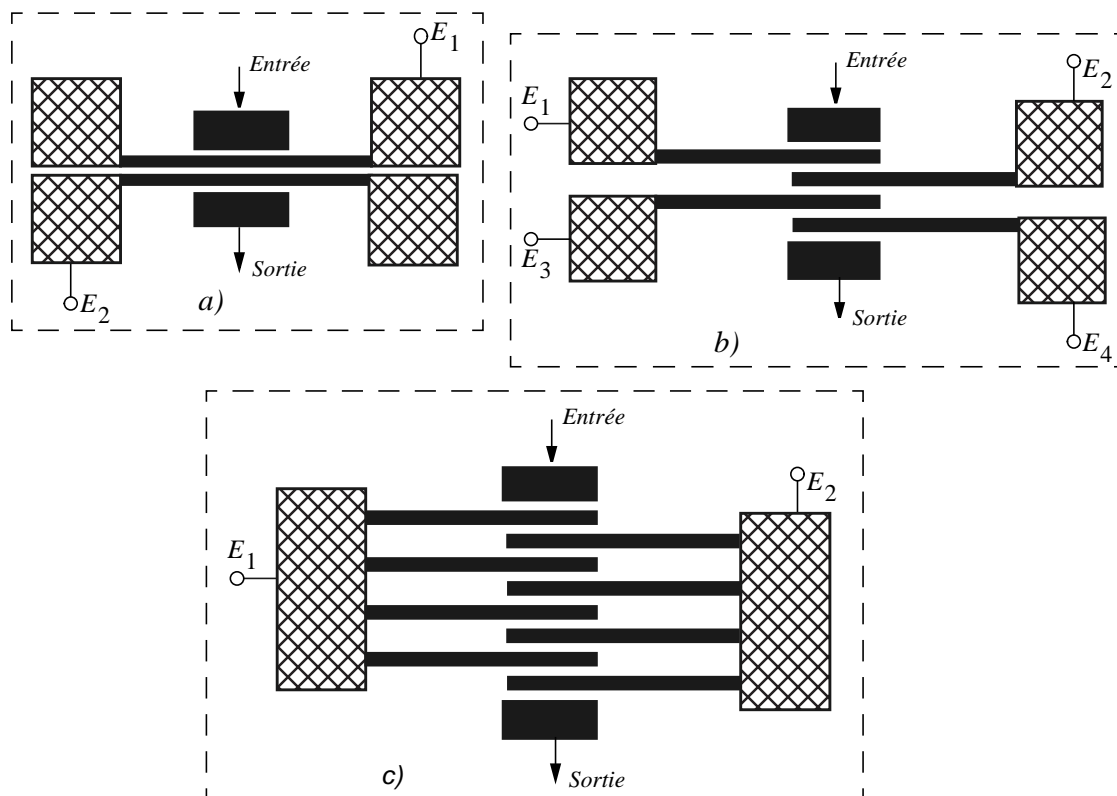


Figure 9. Architectures possibles des filtres à résonateurs couplés par capacité à base des poutres vibrantes : a) deux poutres encastrées-encastrées couplées; b) trois poutres encastrées-libres couplées; c) N poutres encastrées-libres couplées.

trées-libres constitue un sacrifice, car ces dernières ont des fréquences de résonance six fois plus basses pour les mêmes dimensions [51]. Comme peut être vu à partir du schéma de la fig. 9b, le nombre de résonateurs dans un tel filtre est limité à quatre : il n'y a pas de place pour y insérer un cinquième.

La fig. 9c présente une architecture permettant d'utiliser un plus grand nombre de résonateurs. Ici les résonateurs sont séparés en deux groupes et fixés sur deux barres rigides en géométrie de peignes interdigités. Ainsi les résonateurs du même groupe partagent le même ancrage et la même polarisation. Comme les résonateurs voisins ont une polarisation différente, un couplage est possible.

Cependant cette architecture a un potentiel de reconfiguration réduit. Les facteurs de couplage de chaque couple de résonateurs ne peuvent pas être ajustés indépendamment par tension. Il n'est pas possible de corriger d'éventuelles erreurs sur les fréquences de résonance des résonateurs individuels. De plus, un couplage parasite mécanique via l'ancre peut exister entre les résonateurs du même groupe. C'est un phénomène difficilement maîtrisable, qui dépend de la géométrie du dispositif, du matériau utilisé et des fréquences de fonctionnement.

La grande difficulté de réalisation des filtres mécaniques à résonateurs couplés par capacité, particulière à technologie THELMA, est liée à la nécessité d'obtenir des gaps submicroniques pour tous les transducteurs (de coupleurs et d'entrée-sortie). Les gaps de 3 μm autorisés par la lithographie sont trop larges pour obtenir les rigidités nécessaires pour des filtres hautes fréquences. La méthode de réduction de gap exposée dans le chapitre 2 nécessite une utilisation de moteurs électrostatiques encombrants, incompatibles avec la géométrie des architectures étudiées. Ainsi rien que pour l'architecture la plus simple contenant deux résonateurs, il faut réduire trois gaps. Nous doutons de l'efficacité de cette approche même pour un filtre à deux résonateurs. En ce qui concerne des filtres contenant quatre, cinq et plus de gaps à réduire, la méthode de réduction de gap par actionnement électrostatique n'y est pas applicable.

L'inconvénient de l'architecture de filtre à couplage électrostatique se résume aux contraintes de placement des résonateurs, qui limitent la liberté de conception de l'architecture du filtre et des résonateurs individuels. Dans les paragraphes suivants nous montrons comment la méthode peut être modifiée pour éliminer ces problèmes.

3.2 Introduction du coupleur à nœud commun neutre

3.2.1 Démonstration du principe — analyse d'un coupleur symétrique

Considérons deux résonateurs mécaniques, couplés par une capacité (fig. 10a). Plaçons au milieu entre les électrodes de la capacité un plan conducteur à position fixe, à potentiel flottant et non-chargé (fig. 10b). Ce plan divise la capacité en deux capacités identiques connectées en série. En absence de déplacement, le potentiel du plan conducteur est égal à :

$$V_n = \frac{V_1 + V_2}{2}, \tag{3.6}$$

Ainsi chaque capacité est polarisée à la moitié de la tension $V_1 - V_2$.

Quelles que soient les positions des résonateurs 1 et 2, les charges de deux capacités sont les mêmes, car le plan du milieu est neutre. De plus la somme des tensions sur les capacités est égale à $V_1 - V_2$. Nous arrivons ainsi à un système d'équations, permettant de calculer les tensions sur chacune des capacités :

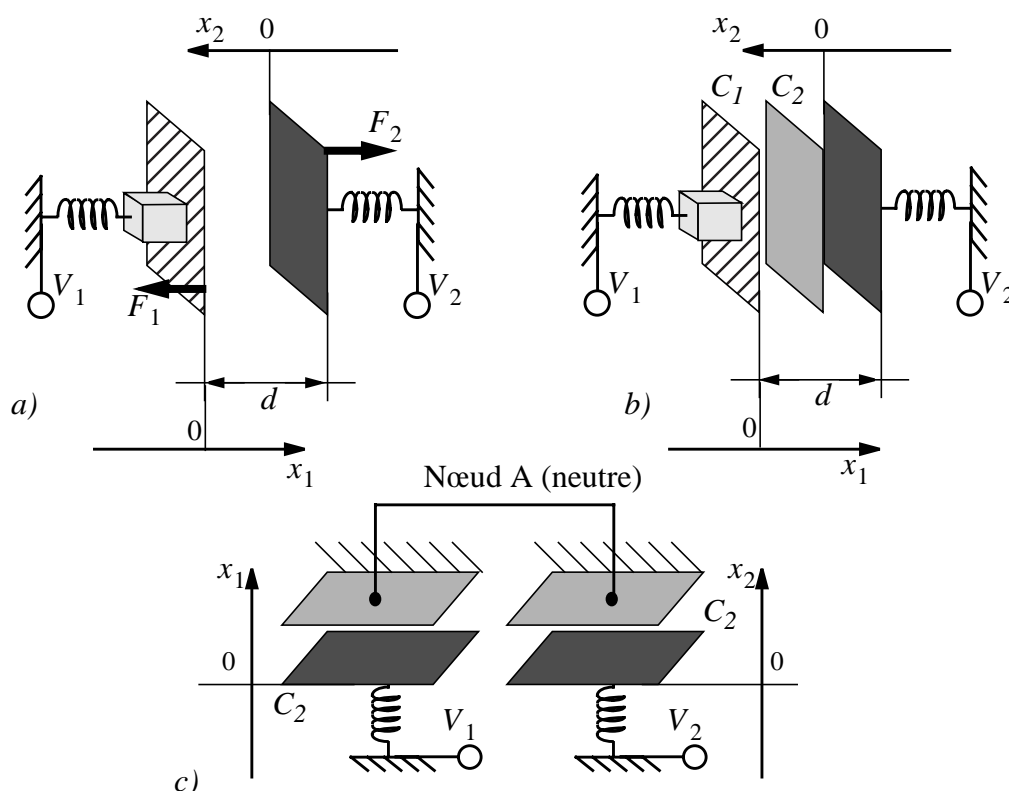


Figure 10. Synthèse d'une architecture de coupleur électrostatique à disposition libre des résonateurs : a) architecture de départ à couplage capacitif direct, b) insertion d'un plan conducteur neutre, c) séparation de ce plan en deux conducteurs - architecture finale.

$$\begin{cases} V_{C_1} C_1 = V_{C_2} C_2 \\ V_{C_1} + V_{C_2} = V_1 - V_2 \end{cases}, \quad (3.7)$$

où C_1 , C_2 sont les valeurs instantanées des capacités des transducteurs, V_{C_1} , V_{C_2} sont les tensions instantanées sur chacun des transducteurs.

De l'équation (3.7) on déduit :

$$\begin{cases} V_{C_1} = (V_1 - V_2) \frac{C_2}{C_1 + C_2} = \frac{\frac{d}{2} - x_1}{d - x_1 - x_2} (V_1 - V_2) \\ V_{C_2} = (V_1 - V_2) \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{\frac{d}{2} - x_2}{d - x_1 - x_2} (V_1 - V_2) \end{cases}$$

Les forces agissant sur les résonateurs sont égales à

$$F_1 = \frac{V_{C_1}^2 dC_1}{2 dx_1} = \frac{\left((V_1 - V_2) \frac{\frac{d}{2} - x_1}{d - x_1 - x_2} \right)^2 \frac{\epsilon_0 S}{2}}{\left(\frac{d}{2} - x_1 \right)^2} = \frac{(V_1 - V_2)^2 \epsilon_0 S}{2 (d - x_1 - x_2)^2},$$

$$F_2 = \frac{V_{C_2}^2 dC_2}{2 dx_2} = \frac{\left((V_1 - V_2) \frac{\frac{d}{2} - x_2}{d - x_1 - x_2} \right)^2 \frac{\epsilon_0 S}{2}}{\left(\frac{d}{2} - x_2 \right)^2} = \frac{(V_1 - V_2)^2 \epsilon_0 S}{2 (d - x_1 - x_2)^2}$$

Ces formules sont identiques aux expressions des forces d'interaction dans le cas du couplage électrostatique simple (3.2). Ainsi, la présence d'un plan conducteur flottant non-chargé n'affecte pas le fonctionnement du coupleur.

Remplaçons maintenant ce plan par deux plans conducteurs mécaniquement fixes, reliés par un fil conducteur, et disposons-les près de chacun des résonateurs de façon similaire au plan unique (fig. 10c). Electriquement les systèmes de la fig. 10b et de la fig. 10c sont identiques, car les capacités C_1 et C_2 sont les mêmes pour les deux systèmes, les deux plans ont le même potentiel et tout le champ électrique est confiné à l'intérieur des capacités. Ainsi les forces générées sur les résonateurs par les deux plans sont les mêmes que pour le système de la fig. 10 a et b. Les résonateurs peuvent alors être placés d'une façon arbitraire l'un par rapport à l'autre.

Nous avons ainsi éliminé la nécessité de placer les résonateurs l'un près de l'autre dans un système à couplage électrostatique. Cela ouvre une voie pour la conception de filtres composés de plusieurs résonateurs à géométries différentes.

Le but de ce paragraphe a été d'exposer les raisonnements qui ont conduit à l'idée du coupleur électrostatique. La description mathématique a été effectuée pour un cas particulier, où les transducteurs sont identiques (le plan est placé au milieu de la capacité). Dans le paragraphe suivant nous montrons une analyse détaillée du coupleur électrostatique et une définition de son modèle mécanique équivalent.

3.2.2 Analyse du coupleur à nœud commun neutre pour le cas général

On suppose que le coupleur est composé de deux capacités de valeurs différentes au repos, C_{10} et C_{20} , des surfaces de S_1 et S_2 , et des gaps de d_1 et d_2 . Ainsi,

$$C_1 = \epsilon_0 \frac{S_1}{d_1 - x_1}, C_2 = \epsilon_0 \frac{S_2}{d_2 - x_2}. \quad (3.8)$$

Les tensions V_1 et V_2 sont appliquées aux deux résonateurs (fig. 10c). Le nœud A est électriquement neutre. Déterminons comment les forces exercées sur les résonateurs par les deux capacités dépendent des déplacements des électrodes mobiles.

Les équations (3.7) restent valables pour notre système, ainsi, pour le premier résonateur nous trouvons directement la force :

$$F_1 = \frac{V_{c1}^2 dC_{c1}}{2 dx_1} = \frac{(V_1 - V_2)^2}{2} \left(\frac{C_2}{C_1 + C_2} \right)^2 \frac{C_1^2}{\epsilon_0 S_1}. \quad (3.9)$$

Pour décrire le comportement en régime petit signal, il faut trouver les coefficients du premier ordre de la série de Taylor :

$$\begin{aligned} F_1 &= \left. \frac{\partial F_1}{\partial x_1} \right|_{x_1, x_2=0} x_1 + \left. \frac{\partial F_1}{\partial x_2} \right|_{x_1, x_2=0} x_2 \\ &= (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{20}^2}{d_1^2} x_1 + (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} x_2 \end{aligned} \quad (3.10)$$

De même, pour le deuxième résonateur :

$$\begin{aligned} F_2 &= \left. \frac{\partial F_2}{\partial x_1} \right|_0 x_1 + \left. \frac{\partial F_2}{\partial x_2} \right|_0 x_2 \\ &= (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} x_1 + (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10}^2}{d_2^2} x_2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Ainsi, nous pouvons décrire le coupleur sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{20}^2}{d_1^2} & (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} \\ (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} & (V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10}^2}{d_2^2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

Les forces exercées par le coupleur sur les résonateurs ont deux composantes : celle générée par le déplacement du résonateur lui-même et celle générée par l'autre résonateur. Pour le cas du résonateur symétrique tous les coefficients de la matrice carrée de l'équation (3.12) sont égaux, ce qui correspond à l'équation d'un ressort mécanique. L'interprétation du résultat pour le cas général sera donnée au paragraphe 3.4 de ce chapitre.

Le coupleur étudié est caractérisé par le fait que l'électrode commune est électriquement neutre. Pour activer le couplage, une tension doit être appliquée entre les éléments résonants des résonateurs. Ainsi le comportement du coupleur dépend de la différence des tensions appliquées aux résonateurs. Ces tensions peuvent avoir les signes opposés. Ce dernier cas de figure paraît plus avantageux, car il permet d'obtenir une tension flottante plus grande que chacune des tensions appliquées, sans modifier le comportement des transducteurs d'entrée-sortie qui ne sont pas sensibles au signe de la tension de polarisation.

Cette configuration est cependant peu pratique dans les systèmes réels, car elle demande toujours la présence de deux sources de forte tension (des dizaines de volts) de polarités différentes. De plus nous disposons seulement de deux paramètres de réglage (les tensions appliquées aux résonateurs) pour définir la transmission du filtre, le coefficient de couplage et l'ajustement des fréquences de résonance des résonateurs.

Dans le paragraphe suivant nous allons décrire un coupleur électrostatique avec une architecture modifiée, qui donne une plus grande liberté de conception que l'architecture avec le nœud commun neutre et qui nécessite une seule tension de polarisation.

3.3 Coupleur à nœud commun polarisé

3.3.1 Analyse pour le cas d'une géométrie symétrique

La fig. 11 présente le schéma du coupleur modifié. La différence avec la configuration étudiée précédemment consiste en la présence de l'inductance L_p , qui fixe le potentiel continu du nœud commun à zéro et qui possède une impédance importante aux fréquences de

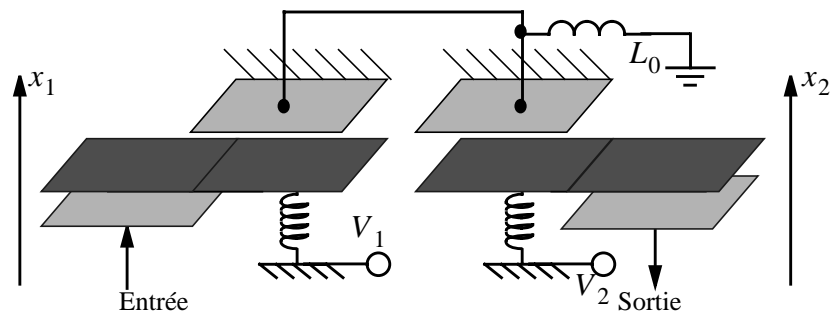


Figure 11. Schéma du coupleur à nœud commun polarisé.

travail (fréquences de résonance des résonateurs - fréquence centrale du filtre). De cette façon le nœud reste flottant pour le signal. Nous expliquons le fonctionnement du coupleur pour le cas symétrique où les transducteurs sont identiques ($d_1 = d_2 = d_0$ et $S_1 = S_2 = S_0$, $C_{10} = C_{20} = C_0$).

En l'absence de déplacement, les capacités du coupleur se chargent aux tensions V_1 et V_2 . Ainsi, la charge du nœud est égale à :

$$Q_0 = (V_1 + V_2)C_0. \quad (3.13)$$

La tension sur le nœud est égale à zéro, grâce à l'inductance L_p .

Comme aux fréquences de travail l'inductance L_0 présente une forte impédance devant les impédances des capacités du coupleur, nous pouvons considérer qu'elle ne laisse pas passer de courant alternatif. La charge du nœud commun est donc constante.

Si par exemple le résonateur 1 effectue un déplacement rapide, la capacité C_1 change sa valeur. Cela crée un déséquilibre de charges entre les deux capacités, et la charge initiale Q_0 se redistribue de sorte à faire respecter la loi de Kirchhoff pour la maille "source V_1 - source V_2 - capacité C_1 - capacité C_2 ". Les capacités C_1 et C_2 ont alors des tensions différentes, et la tension V_n du nœud commun n'est plus égale à zéro :

$$Q_0 = (V_1 - V_n)C_1 + (V_2 - V_n)C_2 \quad (3.14)$$

De cette équation nous déduisons la tension sur le nœud commun et donc les tensions sur les capacités du coupleur :

$$V_n = \frac{V_1(C_1 - C_{10}) + V_2(C_2 - C_{20})}{C_1 + C_2}, \quad (3.15)$$

$$V_{C1} = V_1 - V_n = \frac{C_2(V_1 - V_2) + C_0(V_1 + V_2)}{C_1 + C_2}, \quad (3.16)$$

$$V_{C2} = V_2 - V_n = \frac{C_1(V_2 - V_1) + C_0(V_1 + V_2)}{C_1 + C_2}. \quad (3.17)$$

Ainsi, la force générée par le coupleur sur le résonateur 1 est égale à :

$$F_1 = \frac{1}{2} V_{C1}^2 \frac{dC_1}{dx_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{C_2(V_1 - V_2) + C_0(V_1 + V_2)}{C_1 + C_2} \right)^2 \frac{dC_1}{dx_1};$$

En développant ces formules en série de Taylor, et en ne gardant que les membres linéaires, nous obtenons :

$$F_1 = \frac{1}{2} V_1^2 \frac{C_0}{d_0^2} x_1 - \frac{1}{2} V_1 V_2 \frac{C_0}{d_0^2} x_2; \quad (3.18)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} V_2^2 \frac{C_0}{d_0^2} x_2 - \frac{1}{2} V_1 V_2 \frac{C_0}{d_0^2} x_1. \quad (3.19)$$

Nous pouvons écrire l'équation du coupleur sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} V_1^2 \frac{C_0}{d_0^2} & -\frac{1}{2} V_1 V_2 \frac{C_0}{d_0^2} \\ -\frac{1}{2} V_1 V_2 \frac{C_0}{d_0^2} & \frac{1}{2} V_2^2 \frac{C_0}{d_0^2} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}. \quad (3.20)$$

La différence que l'on aperçoit par rapport à l'équation du coupleur électrostatique à nœud commun neutre est le signe des coefficients k_{12} et k_{21} de la matrice de coefficients de l'équation (3.20) : il est défini par les tensions V_1 et V_2 , et peut être positif ou négatif, tandis que ces coefficients dans l'équation (3.12) sont toujours positifs.

Pour le cas particulier $V_1 = -V_2 = \frac{V}{2}$, l'équation (3.20) est similaire à l'équation (3.12) du coupleur symétrique à nœud commun neutre, polarisé à une tension V ($C_{10} = C_{20} = C_0$, $d_{10} = d_{20} = d_0$). Ceci est cohérent du point de vue physique, car un coupleur symétrique à nœud commun polarisé aux tensions de polarisation de modules égaux mais de signes opposés a une charge nulle sur le nœud commun. Les conditions de fonctionnement et donc le comportement sont identiques à ceux d'un coupleur à nœud commun neutre.

3.3.2 Analyse du coupleur à nœud commun polarisé pour le cas général

L'analyse du coupleur électrostatique à nœud commun polarisé pour le cas général se fait de la même façon que l'analyse du cas symétrique. Les calculs étant très encombrants, ici nous en montrons uniquement les étapes essentielles.

Dans le cas général les transducteurs du coupleur ont des charges différentes au repos. La charge initiale du nœud commun est égale à la somme des charges des capacités. La tension DC du nœud commun est égale à zéro. Lorsque les résonateurs se déplacent, une tension alternative est générée sur le nœud commun afin d'équilibrer les charges entre les deux capacités modifiées par les déplacements. Dans tous les cas la charge sur le nœud commun reste constante :

$$V_1 C_{10} + V_2 C_{20} = (V_1 - V_n) C_1 + (V_2 - V_n) C_2. \quad (3.21)$$

De cette équation nous trouvons la tension sur le nœud commun :

$$V_n = \frac{V_1(C_1 - C_{10}) + V_2(C_2 - C_{20})}{C_1 + C_2}; \quad (3.22)$$

et les tensions sur les capacités :

$$V_{C1} = V_1 - V_n = \frac{C_2(V_1 - V_2) + V_1 C_{10} + V_2 C_{20}}{C_1 + C_2}; \quad (3.23)$$

$$V_{C2} = V_2 - V_n = \frac{C_1(V_2 - V_1) + V_1 C_{10} + V_2 C_{20}}{C_1 + C_2}. \quad (3.24)$$

A partir des tensions sur les capacités nous trouvons les forces générées sur les résonateurs par le coupleur :

$$F_1 = \frac{1}{2} V_{C1}^2 \frac{dC_1}{dx_1} = \frac{1}{2} \left(\frac{C_2(V_1 - V_2) + V_1 C_{10} + V_2 C_{20}}{C_1 + C_2} \right)^2 \frac{dC_1}{dx_1}; \quad (3.25)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} V_{C2}^2 \frac{dC_2}{dx_2} = \frac{1}{2} \left(\frac{C_1(V_2 - V_1) + V_1 C_{10} + V_2 C_{20}}{C_1 + C_2} \right)^2 \frac{dC_2}{dx_2}. \quad (3.26)$$

En développant les deux dernières équations en série de Taylor, nous arrivons à l'équation matricielle décrivant le comportement du système en mode petit signal :

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{V_1^2}{d_1^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}} & -\frac{V_1 V_2}{d_1 d_2} \cdot \frac{C_{20} C_{10}}{C_{10} + C_{20}} \\ -\frac{V_1 V_2}{d_1 d_2} \cdot \frac{C_{20} C_{10}}{C_{10} + C_{20}} & \frac{V_2^2}{d_2^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

3.4 Modèles mécaniques équivalents des coupleurs électrostatiques

3.4.1 Introduction d'un modèle mécanique équivalent des coupleurs

Lors de l'analyse mathématique des coupleurs électrostatiques, nous avons obtenu les

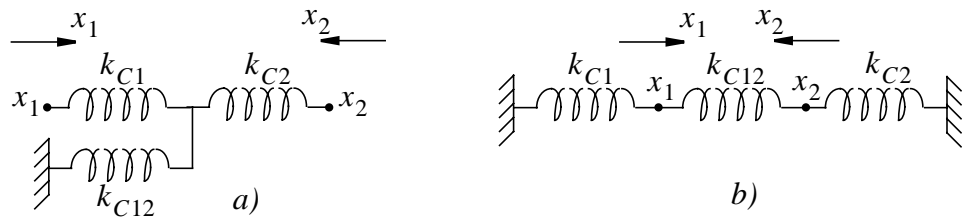


Figure 12. Schémas mécaniques équivalents possibles pour les coupleurs électrostatiques : a) configuration “étoile”, b) configuration “triangle”.

équations de comportement en mode petit signal, reliant les forces générées sur les résonateurs et leurs déplacements. Une telle description est convenable pour une simulation du coupleur, mais peu commode pour la conception. Nous allons maintenant dériver un modèle mécanique des coupleurs électrostatiques, plus pratique pour l’analyse de filtres.

L’équation de type

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

décrit un élément mécanique à deux nœuds mobiles, reliés par des ressorts élastiques (équations linéaires). L’élément mécanique décrit par l’équation (3.28) peut être modélisé par trois ressorts, raccordés d’une des façons présentées à la fig. 12.

Ces deux modèles sont équivalents. Les deux sont décrits par l’équation (3.28) avec les coefficients k_{C1} , k_{C2} , k_{C12} différents. Le modèle “étoile” de la fig. 12a introduit un nœud supplémentaire aux deux nœuds figurant dans l’équation (3.28). Cela fait ajouter une équation de Newton à la description du système, nous avons donc un système plus complexe à étudier et à interpréter. Nous préférons le modèle “triangle” qui n’introduit pas de nœud supplémentaire (fig. 12b).

Pour déterminer les coefficients de l’équation matricielle pour le modèle (3.28), il faut calculer les forces générées sur les deux nœuds par les déplacements d’un des nœuds du système, quand l’autre est fixé :

$$k_{11} = \left. \frac{F_1}{x_1} \right|_{x_2=0}, \quad k_{12} = \left. \frac{F_1}{x_2} \right|_{x_1=0}, \quad k_{21} = \left. \frac{F_2}{x_1} \right|_{x_2=0}, \quad k_{22} = \left. \frac{F_2}{x_2} \right|_{x_1=0}. \quad (3.29)$$

Par exemple, pour trouver le coefficient k_{11} , il faut étudier le système de la fig. 13 :

$$F_1 = -k_{C1}x_1 - k_{C12}x_2 = -(k_{C1} + k_{C12})x_2, \quad \text{donc} \quad (3.30)$$

$$k_{11} = \left. \frac{F_1}{x_1} \right|_{x_2=0} = -k_{C1} - k_{C12}.$$

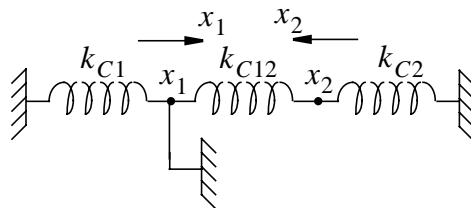


Figure 14. Schéma mécanique du modèle de la fig. 12b pour $x_1 = 0$

De la même façon, $k_{22} = -k_{C2} - k_{C12}$.

Pour trouver le coefficient k_{12} , il faut étudier le système de la fig. 14 :

$$F_1 = -k_{C12}x_2, \text{ donc } k_{12} = \left. \frac{F_1}{x_2} \right|_{x_1=0} = -k_{C12}. \text{ De même } k_{21} = -k_{C12}.$$

Nous obtenons les paramètres petit signal pour le modèle de la fig. 12b :

$$\begin{cases} k_{11} = -k_{C1} - k_{C12} \\ k_{12} = k_{21} = -k_{C12} \\ k_{22} = -k_{C2} - k_{C12} \end{cases} \quad (3.31)$$

On en déduit l'expression des coefficients k_{C1} , k_{C12} , k_{C2} à partir des éléments de la matrice :

$$\begin{cases} k_{C12} = -k_{12} \\ k_{C1} = -(k_{11} - k_{12}) \\ k_{C2} = -(k_{22} - k_{12}) \end{cases} \quad (3.32)$$

Pour obtenir le schéma mécanique équivalent, il suffit de substituer les coefficients à la matrice décrivant le coupleur électrostatique.

En remplaçant le coupleur par son modèle mécanique, on obtient le schéma mécanique équivalent du filtre de la fig. 7a, fig. 10 ou fig. 11. Le schéma est présenté à la fig. 15. Le ressort k_{C12} est connecté entre les deux résonateurs et traduit le couplage. Sa rigidité est égale au paramètre petit signal k_{12} pris avec le signe négatif. Deux ressorts k_{C1} et k_{C2}

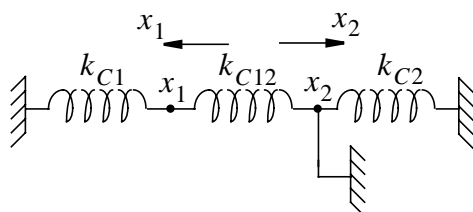


Figure 13. Schéma mécanique du modèle de la fig. 12b pour $x_2 = 0$.

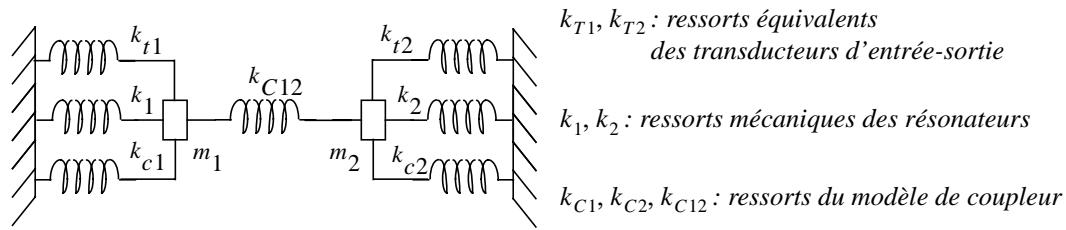


Figure 15. Schéma mécanique équivalent d'un filtre à coupleur électrostatique.

s'ajoutent aux ressorts propres des résonateurs, modifiant ainsi leur fréquence de résonance. Les rigidités k_{C1} et k_{C2} dépendent des paramètres k_{11} , k_{12} et k_{22} , k_{12} . La présence de ces ressorts constitue un phénomène secondaire du coupleur, dans le cas idéal (configuration symétrique) ces ressorts sont absents.

Dans les paragraphes suivants nous étudierons les modèles mécaniques de différents coupleurs.

3.4.2 Application au coupleur électrostatique à nœud commun neutre

L'équation de comportement en mode petit signal du coupleur électrostatique à nœud commun neutre a été obtenue dans le paragraphe 3.2.2. Nous dérivons ici les paramètres de son modèle mécanique. Des formules (3.12) et (3.32), nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{C12} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} \\ k_{C1} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{20}}{d_1} \left(\frac{C_{20}}{d_1} - \frac{C_{10}}{d_2} \right) \\ k_{C2} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10}}{d_2} \left(\frac{C_{10}}{d_2} - \frac{C_{20}}{d_1} \right) \end{array} \right. \quad (3.33)$$

En sachant que $\frac{C_{20}}{d_1} = \epsilon_0 \frac{S_2}{d_1 d_2}$, $\frac{C_{10}}{d_2} = \epsilon_0 \frac{S_1}{d_1 d_2}$, la formule se transforme ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{C12} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} \\ k_{C1} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} \frac{S_2 - S_1}{S_1} = k_{C12} \cdot \frac{S_2 - S_1}{S_1} \\ k_{C2} = -(V_1 - V_2)^2 \frac{C_{10} C_{20}}{(C_{10} + C_{20})^3} \frac{C_{10} C_{20}}{d_1 d_2} \frac{S_1 - S_2}{S_2} = k_{C12} \cdot \frac{S_1 - S_2}{S_2} \end{array} \right. \quad (3.34)$$

Ainsi, dans le cas général, les ressorts k_{C1} et k_{C2} ont des rigidités de signes opposés : l'une est positive, l'autre est négative. Dans ce cas les rigidités propres des résonateurs sont affectées de manière différente. Si les fréquences de résonance sont appariées au départ, elles deviennent différentes dans le cas du couplage par un coupleur asymétrique. Cela n'est pas désirable, car un bon fonctionnement d'un filtre à résonateurs couplés nécessite un parfait appariement. De plus cette propriété ne peut pas être utilisée pour ajuster les erreurs de fabrication, car les paramètres S_1 et S_2 sont fixés au moment de la conception. La tension $V_1 - V_2$ fait varier uniquement les modules des rigidités k_{C1} et k_{C2} (sans affecter leur signe), mais également la rigidité du ressort de couplage. Elle ne peut donc pas être utilisée comme facteur d'ajustement. Nous pensons que dans tous les cas le coupleur électrostatique à nœud commun neutre doit être symétrique et que les fréquences de résonance doivent être ajustées par les transducteurs d'entrée-sortie.

Dans le cas symétrique, où $C_{10} = C_{20} = C_0$, $S_1 = S_2 = S_0$ avec $V_1 = -V_2 = V_0$, les ressorts k_{C1} et k_{C2} disparaissent et le coupleur est équivalent à un ressort de rigidité négative connecté entre les résonateurs :

$$k_{C12} = -\frac{V_0^2 C_0}{2 d_0^2} = -\frac{V_0^2 C_0^3}{2 \epsilon_0^2 S_0^2}. \quad (3.35)$$

Nous pouvons estimer une valeur typique de ce ressort électrostatique pour le cas d'un résonateur de type "poutre encastree-encastree", de longueur 80 μm , fabriqué dans le procédé de ST Microelectronics. En considérant que la longueur des transducteurs est équivalente à la moitié de la longueur du résonateur (40 μm), que le gap est de 0.2 μm , la hauteur de 15 μm et que les tensions de polarisation sont de $\pm 20\text{V}$, nous obtenons une rigidité de 132 Nm^{-1} .

3.4.3 Application au coupleur électrostatique à nœud commun polarisé

De la même façon que dans le paragraphe précédent, nous examinons le coupleur électrostatique à nœud commun polarisé. Des formules (3.32) et (3.27) nous pouvons obtenir les valeurs des paramètres de son modèle mécanique :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{C12} = \frac{V_1 V_2}{d_1 d_2} \cdot \frac{C_{20} C_{10}}{C_{10} + C_{20}} \\ k_{C1} = -\frac{V_1^2}{d_1^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}} - \frac{V_1 V_2}{d_1 d_2} \cdot \frac{C_{20} C_{10}}{C_{10} + C_{20}} = -k_{C12} \cdot \frac{V_1/d_1 + V_2/d_2}{V_2/d_2} \\ k_{C2} = -\frac{V_2^2}{d_2^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}} - \frac{V_1 V_2}{d_1 d_2} \cdot \frac{C_{20} C_{10}}{C_{10} + C_{20}} = -k_{C12} \cdot \frac{V_1/d_1 + V_2/d_2}{V_1/d_1} \end{array} \right. \quad (3.36)$$

Comme pour le coupleur à nœud commun neutre, nous obtenons des valeurs non-nulles pour les trois ressorts du modèle. Or la façon dont ces rigidités sont définies diffère considérablement.

Nous remarquons avant tout que la rigidité du ressort de couplage k_{C12} dépend directement du produit des tensions de polarisation E_1 et E_2 , et peut donc prendre des valeurs positives ou négatives, alors que dans le cas du coupleur à nœud commun neutre cette rigidité était toujours négative (ou nulle).

La situation est également différente pour les ressorts k_{C1} et k_{C2} : leur rigidité est proportionnelle à celle du ressort de couplage, avec un facteur de proportionnalité dépendant des tensions de polarisation et des gaps des transducteurs du coupleur. Considérons deux cas possibles.

1) Les tensions de polarisation V_1 et V_2 ont le même signe, par exemple, les deux sont positifs. Alors la rigidité k_{C12} est positive, les rigidités k_{C1} et k_{C2} sont négatives. Dans le cas d'un coupleur symétrique ($d_1 = d_2 = d_0$, $C_{10} = C_{20} = C_0$) et avec $V_1 = V_2 = V_0$:

$$k_{C12} = \frac{V_0^2 C_0}{2d_0^2}, \quad k_{C1} = k_{C2} = -2k_{C12}. \quad (3.37)$$

Ainsi, les ressorts secondaires sont présents, leur rigidité est égale au double de la rigidité du ressort de couplage, et elles ont un signe opposé.

2) Les tensions de polarisation V_1 et V_2 sont de signe opposé, par exemple V_1 positif, V_2 négatif. Dans ce cas le ressort k_{C12} a une rigidité négative. Pour les ressorts secondaires nous obtenons :

$$k_{C1} = k_{C12} \cdot \frac{|V_1|/d_1 - |V_2|/d_2}{|V_2|/d_2}, \quad k_{C2} = k_{C12} \cdot \frac{|V_2|/d_2 - |V_1|/d_1}{|V_1|/d_1}. \quad (3.38)$$

Ainsi les ressorts secondaires ont des rigidités de signes différents.

Pour un coupleur symétrique ($d_1 = d_2$, $C_{10} = C_{20}$) avec $|V_1| = |V_2|$, nous obtenons :

$$k_{C12} = -\frac{V_0^2 C_0}{2d_0^2}, k_{C1} = k_{C2} = 0.$$

Le comportement du coupleur à nœud commun polarisé dans cette deuxième configuration est analogue au comportement du coupleur à nœud commun neutre, comme nous l'avons déjà montré au paragraphe 3.3.1.

Le coupleur électrostatique à nœud commun polarisé offre beaucoup plus de liberté pour configurer le dispositif après la fabrication : nous possédons deux paramètres de réglage V_1 et V_2 , on peut ainsi définir indépendamment les valeurs des rigidités pour les ressorts secondaires et le ressort de couplage.

A notre avis, il est plus pratique de polariser le coupleur aux tensions du même signe, car elles peuvent être obtenues à partir de la même source.

Nous suggérons de fabriquer des transducteurs de couplage identiques, et d'effectuer le réglage éventuel par les tensions de polarisation.

Sur trois types de coupleurs présentés, le coupleur à nœud commun polarisé offre la meilleure facilité d'implantation et de réglage après la fabrication. Nous avons utilisé ce type de coupleur dans la suite de notre travail.

3.5 Influence du coupleur à nœud commun polarisé sur les fréquences de résonance des résonateurs du filtre

Dans ce paragraphe nous analysons la façon dont le coupleur électrostatique à nœud commun polarisé modifie les fréquences de résonance des résonateurs du filtre.

Pour cela nous reprenons le schéma du filtre avec un coupleur capacitif représenté par son modèle mécanique, sans considérer les transducteurs d'entrée-sortie (fig. 16).

Dans le cas où les transducteurs du coupleur sont identiques et seules les tensions de polarisation sont différentes, les rigidités des ressorts du modèle de coupleur sont égales à :

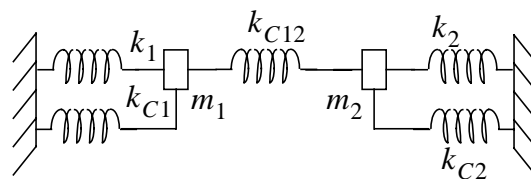


Figure 16. Schéma mécanique équivalent d'un filtre à coupleur électrostatique sans prise en compte des transducteurs d'entrée-sortie.

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{C12} = \frac{V_1 V_2}{2} \cdot \frac{C_0}{d_0^2} \\ k_{C1} = -k_{C12} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_2} \\ k_{C2} = -k_{C12} \cdot \frac{V_1 + V_2}{V_1} \end{array} \right. \quad (3.39)$$

La fréquence de résonance du premier résonateur est égale à :

$$\omega_{01}^2 = \frac{k_1 + k_{C1} + k_{C12}}{m_1} = \frac{k_1 - k_{11}}{m_1} = \frac{k_1 - \frac{V_1^2}{2} \cdot \frac{C_0}{d_0^2}}{m_1}, \quad (3.40)$$

où k_{11} est le paramètre petit signal du coupleur, qui figure dans l'équation générale (3.28) et dans l'équation de comportement en mode petit signal du coupleur (3.27).

De même, pour le deuxième résonateur :

$$\omega_{02}^2 = \frac{k_2 - \frac{V_2^2}{2} \cdot \frac{C_0}{d_0^2}}{m_2}. \quad (3.41)$$

On constate qu'un coupleur à géométrie symétrique engendre le même décalage de fréquence qu'un transducteur capacitif de la même géométrie polarisé de la même façon.

Dans le cas d'un coupleur non-symétrique, la modification de la fréquence de résonance propre du premier résonateur est également définie par les paramètres k_1 et k_{11} , (équation (3.27)) :

$$\omega_{01}^2 = \frac{k_1 - k_{11}}{m_1} = \frac{k_1 - \frac{V_1^2}{d_1^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}}}{m_1}, \quad (3.42)$$

$$\omega_{02}^2 = \frac{k_2 - \frac{V_2^2}{d_2^2} \cdot \frac{C_{10} C_{20}}{C_{10} + C_{20}}}{m_2} \quad (3.43)$$

D'après les formules (3.40)-(3.43), la modification de la fréquence de résonance d'un résonateur du filtre dépend des paramètres géométriques des deux transducteurs du coupleur, mais d'une seule source de tension de polarisation. Ainsi, chaque source de polarisation contrôle indépendamment la fréquence de résonance d'un des résonateurs.

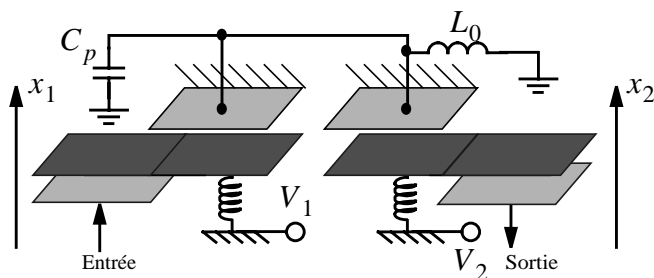


Figure 17. Schéma de coupleur à nœud commun polarisé avec une capacité parasite.

3.6 Influence d'une capacité entre le nœud commun et la masse électrique sur le comportement du coupleur à nœud commun polarisé

Jusqu'à présent nous avons considéré des coupleurs idéaux. Or en réalité chaque nœud électrique possède une capacité parasite par rapport à la masse électrique. Dans le cas du coupleur électrostatique, les capacités des transducteurs sont généralement inférieures aux capacités parasites sur le nœud commun. Ces dernières sont formées par les lignes de connexion, les ancres des électrodes, et dans le cas du procédé THELMA, par les moteurs électrostatiques utilisés pour réduire le gap. Dans ce paragraphe nous analysons l'influence de la capacité parasite sur le nœud commun sur le fonctionnement du coupleur à nœud commun polarisé.

La fig. 17 présente le schéma du coupleur avec une capacité parasite. Au repos, la capacité C_p n'est pas chargée, la charge totale sur le nœud commun est donc la même que sans la capacité : $Q_0 = V_1 C_{10} + V_2 C_{20}$. Le déplacement d'un des résonateurs engendre une variation d'une des capacités. La variation de la charge se répartit entre les trois capacités :

$$V_1 C_{10} + V_2 C_{20} = (V_1 - V_n) C_1 + (V_2 - V_n) C_2 - V_n C_p. \quad (3.44)$$

On en déduit la tension sur le nœud commun :

$$V_n = \frac{V_1 \cdot (C_1 - C_{10}) + V_2 \cdot (C_2 - C_{20})}{C_1 + C_2 + C_p}. \quad (3.45)$$

En comparant cette expression de la tension de nœud commun avec le cas idéal (3.22), nous constatons que cette tension est d'autant plus faible que la capacité C_p est grande. Si C_p est beaucoup plus grande que les capacités des transducteurs C_1 et C_2 , la tension devient inversement proportionnelle à sa valeur :

$$V_n \approx \frac{V_1 \cdot (C_1 - C_{10}) + V_2 \cdot (C_2 - C_{20})}{C_p}. \quad (3.46)$$

La diminution de la tension générée par un déplacement d'un résonateur est une consé-

quence logique de la présence de la capacité parasite sur le nœud commun : la même variation de charge sur une capacité plus grande engendre une tension plus faible. Comme c'est la tension sur le nœud commun qui génère la force, sa diminution pour le même déplacement d'un résonateur conduit à un affaiblissement du couplage. En réalisant les mêmes opérations mathématiques que pour le cas sans capacité, nous arrivons à l'équation suivante pour le mode petit signal :

$$\begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{V_1^2 C_{10}(C_{20} + C_p)}{d_{10}^2 C_{10} + C_{20} + C_p} & -\frac{V_1 V_2 C_{10} C_{20}}{d_{10} d_{20} C_{10} + C_{20} + C_p} \\ \frac{V_1 V_2 C_{10} C_{20}}{d_{10} d_{20} C_{10} + C_{20} + C_p} & \frac{V_2^2 C_{10}(C_{20} + C_p)}{d_{20}^2 C_{10} + C_{20} + C_p} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}. \quad (3.47)$$

Ainsi, nous pouvons voir que la rigidité du ressort de couplage k_{12} est réduite par la présence de la capacité C_p . Pour une valeur importante de C_p , le facteur de couplage devient inversement proportionnel à cette capacité :

$$k_{12} \approx -\frac{V_1 V_2 C_{10} C_{20}}{d_{10} d_{20} C_p}. \quad (3.48)$$

Dans le cas des résonateurs fabriqués dans le procédé THELMA, la capacité C_p est très grande par rapport à celle des transducteurs à cause de la grande surface du moteur de réduction de gap. En cas de circuit de polarisation *off-chip*, cette capacité est augmentée par la présence des plots de contact et des lignes de connexion aussi bien sur la puce que sur le circuit imprimé. Cela diminue fortement le facteur de couplage, ce qui conduit à appliquer de fortes tensions de polarisation. Il est donc indispensable de réduire cette capacité le plus possible.

Pour donner un exemple numérique, prenons un coupleur, réalisé avec des transducteurs d'une longueur de 40 μm , d'un gap de 0.4 μm , et d'une hauteur de 15 μm (cas réel pour un filtre réalisé avec des résonateurs d'une longueur de 80 μm). La capacité du transducteur est alors égale à 13.2 fF. La capacité parasite du nœud commun avec un moteur de réduction de gap et d'un plot de contact est de l'ordre de 1-2 pF. Il est clair que pour un tel cas la formule (3.48) peut être appliquée, et le couplage est réduit d'un facteur presque 100 par rapport au cas idéal.

4. Conception, test et simulation des filtres à résonateurs couplés

4.1 Introduction

Tous les prototypes de filtres à résonateurs couplés sont construits à base de résonateurs de type “poutre encastrée-encastrée”, décrits au chapitre 2. Les résonateurs sont couplés par des coupleurs à nœud commun polarisé. Les gaps de tous les transducteurs sont réduits par des moteurs électrostatiques à double ressort (cf. paragraphe 3.4.2 chapitre 2). Nous avons effectué deux cycles “conception-fabrication-test”. Dans les filtres réalisés au premier cycle, les nœuds communs des coupleurs sont polarisés par des sources extérieures. Dans le deuxième cycle une auto-polarisation a été utilisée, ce qui a permis d’éviter les connexions extérieures sur le nœud commun et donc de réduire les capacités parasites. Les résultats de test sont comparés pour les deux cas.

4.2 Conception d’un filtre à polarisation extérieure du nœud commun du coupleur

Le filtre conçu est composé de 4 résonateurs. Chaque coupleur peut être polarisé de l’extérieur. La fig. 18 montre le dessin de masque du filtre.

Les électrodes d’entrée-sortie sont disposées de façon colinéaire sur le même axe. Pour réduire la taille du dispositif et pour minimiser les capacités parasites sur les nœuds communs des coupleurs, nous avons utilisé un seul moteur pour chaque couple de transducteurs (cf. paragraphe 3.4.2 du chapitre 2).

Le dispositif possède au total 14 plots pour la polarisation et pour les signaux d’entrée-sortie. Un plot supplémentaire permet d’accéder électriquement au substrat, afin de pouvoir lui attribuer un potentiel fixe. Cela permet de réduire le couplage parasite entre les électrodes du filtre et évite l’accumulation de charges statiques.

4.3 Test d’un filtre à polarisation extérieure du nœud commun du coupleur

4.3.1 Préparation du test

Mise en boîtier. Le filtre nécessite un grand nombre de connexions. Pour cette raison nous avons préféré un test sur circuit imprimé à un test sous pointes. Les fréquences de fonctionnement des filtres testés n’excèdent pas 10 MHz. Cela a permis de mettre les puces avec les dispositifs en boîtiers et d’obtenir une meilleure souplesse de manipulation. Nous avons utilisé un boîtier de type PLCC44, bien adapté au fonctionnement en moyennes fré-

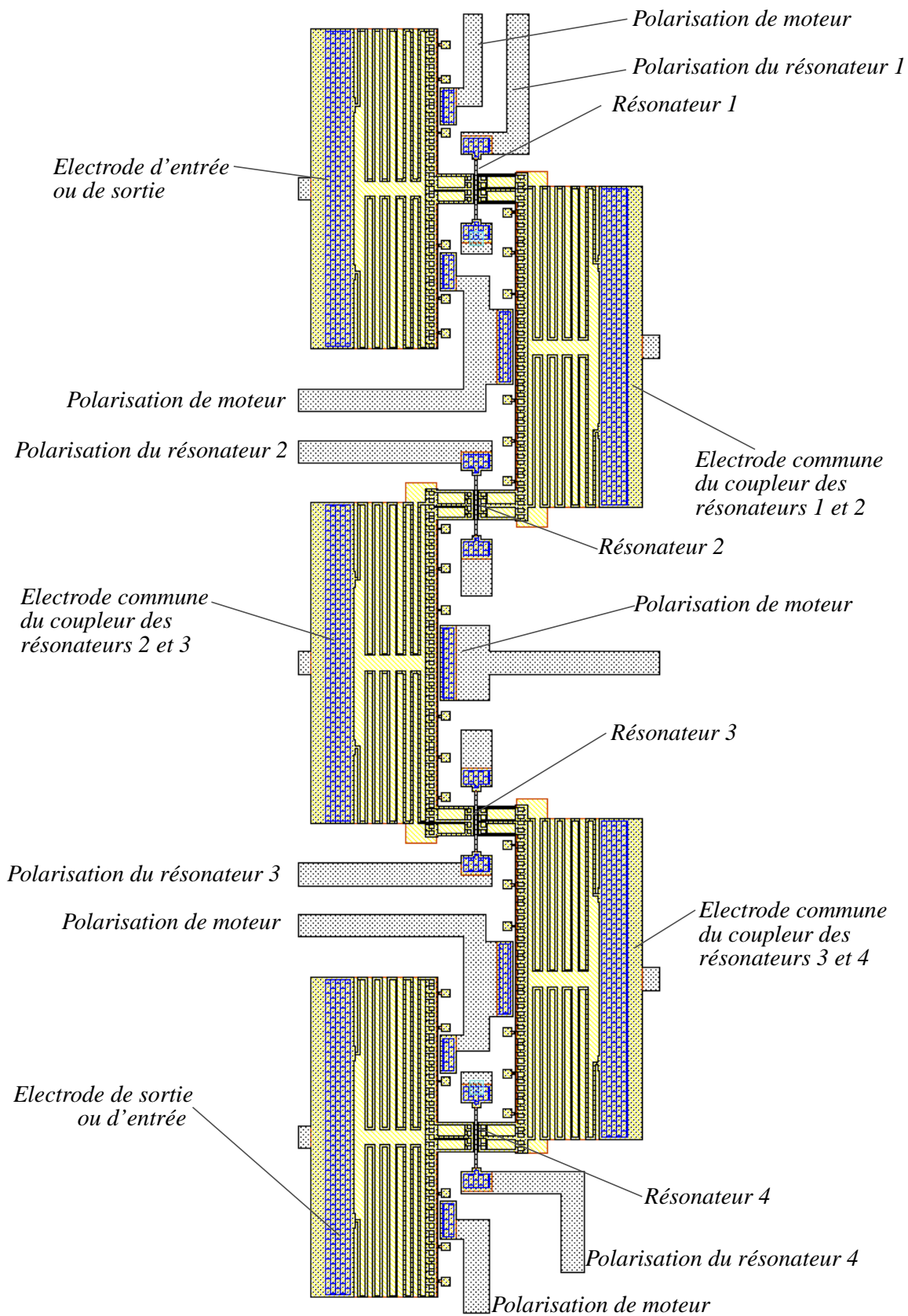


Figure 18. Dessin de masque du dispositif conçu.

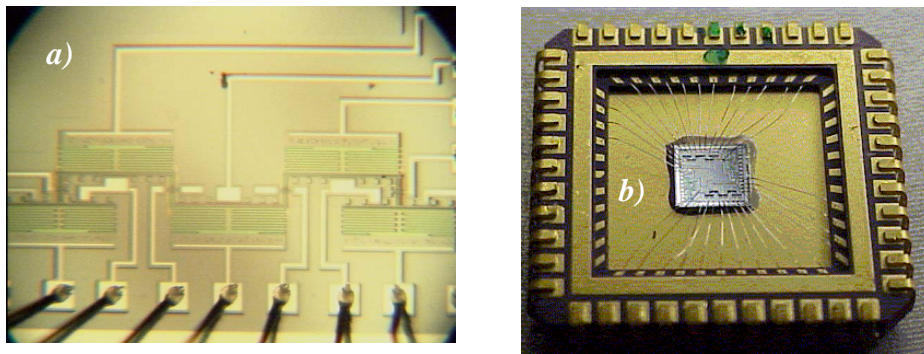


Figure 19. Photographie du dispositif de test : a) vue rapprochée, b) vue d'un dispositif mis en boîtier.

quences. Dans un boîtier de ce type il est possible de placer jusqu'à deux puces. Des photographies d'un des dispositifs de test sont présentées à la fig. 19.

Carte de test. Etant donné que les fréquences de fonctionnement des filtres sont relativement basses, et que le niveau de signal est suffisamment élevé, nous avons choisi la tension comme grandeur de sortie. Le filtre est alors chargé en sortie par une résistance R_L de $10\text{ k}\Omega$, et la tension de sortie est amplifiée par un amplificateur opérationnel LM6171 avec un gain DC de 20 (fig. 20).

Choix du dispositif. Nous avons commencé le test par un filtre à résonateurs de longueur de poutres de $80\text{ }\mu\text{m}$ et de $1.8\text{ }\mu\text{m}$ de largeur. La fréquence de résonance simulée est proche de 2.5 MHz .

Nous avons tout d'abord testé un filtre simple, composé de deux résonateurs. Un tel filtre ne contient qu'un seul coupleur électrostatique, nous pouvions ainsi valider son fonctionnement, avec un minimum de paramètres à ajuster.

Un problème important que nous avons rencontré est la dispersion des fréquences de résonance des résonateurs individuels (cf. paragraphe 4.8, chapitre 2). Comme nous l'avons

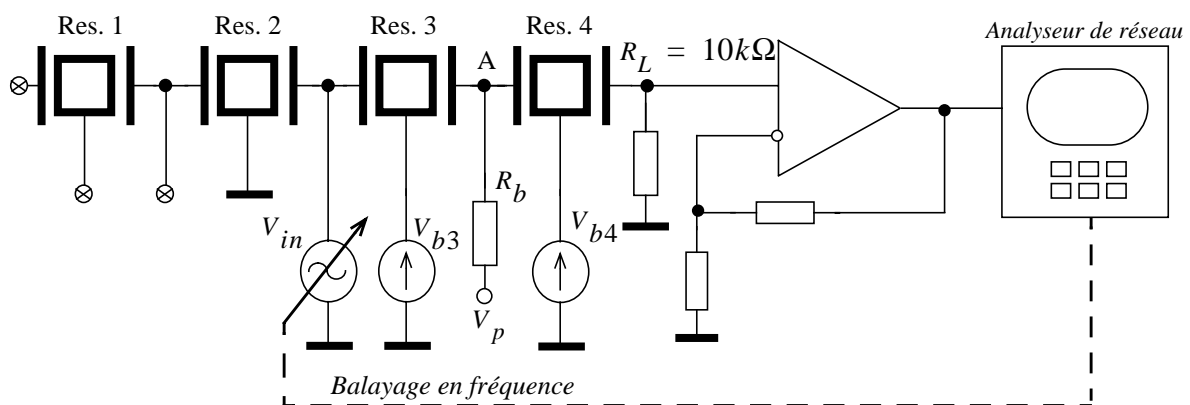


Figure 20. Schéma de test du filtre à deux résonateurs.

évoqué au paragraphe 2.3, un désaccord des résonateurs individuels du filtre affecte aussi bien la bande passante que le niveau de transmission. Grâce à la non-linéarité des transducteurs, en les polarisant d'une façon appropriée il est possible de corriger ces erreurs dans une plage limitée à quelques dizaines de kilohertz. A cause de cette limitation, il est nécessaire de trier les échantillons et de sélectionner les couples de résonateurs à fréquences de résonance proches.

Pour cette raison nous avons commencé le test par la caractérisation des résonateurs individuels des filtres. Nous montrons les résultats dans la table 1.

Table 1. Résultats de test des résonateurs individuels de plusieurs échantillons de filtre.

Numéro d'échantillon	Fréquence de résonance du résonateur 1, MHz	Fréquence de résonance du résonateur 2, MHz	Fréquence de résonance du résonateur 3, MHz	Fréquence de résonance du résonateur 4, MHz
1	2.565914	2.537144	2.584558	
2	2.5866621	2.5558331		
3	2.598418	2.563746	2.565265	2.57009
4	2.5976	2.565579		
5	2.588803	2.558443	2.547003	2.549515
6	2.574987	2.561925		
7	2.47455	2.53944	2.52697	2.537395

Nous avons choisi les résonateurs 3 et 4 de l'échantillon 5 pour le test.

Polarisation du dispositif. Le nœud commun du coupleur doit être polarisé à une tension continue, mais rester flottant pour les fréquences de fonctionnement. Le dispositif ne débite pas de courant continu de la source de polarisation. Il peut donc être polarisé via une résistance ou une inductance de forte valeur.

Si une inductance est utilisée, son impédance en fréquence de fonctionnement doit être beaucoup plus grande que l'impédance présentée par le nœud commun du coupleur. Cette dernière est composée essentiellement de la capacité parasite du moteur qui est de l'ordre de 1 pF. A la fréquence de 2.5 MHz son impédance est égale à 70 kΩ. Pour que l'impédance de l'inductance soit cent fois supérieure, la valeur de l'inductance doit être de 4 mH. En hautes fréquences cela est difficilement réalisable même sous forme de composant discret.

Nous avons alors opté pour une résistance de forte valeur, de 50 GΩ (la plus grande valeur de résistance que nous ayons réussie à trouver en boîtier CMS dans le commerce).

Topologie des connexions véhiculant les signaux sur la carte de test. La fig. 21 présente

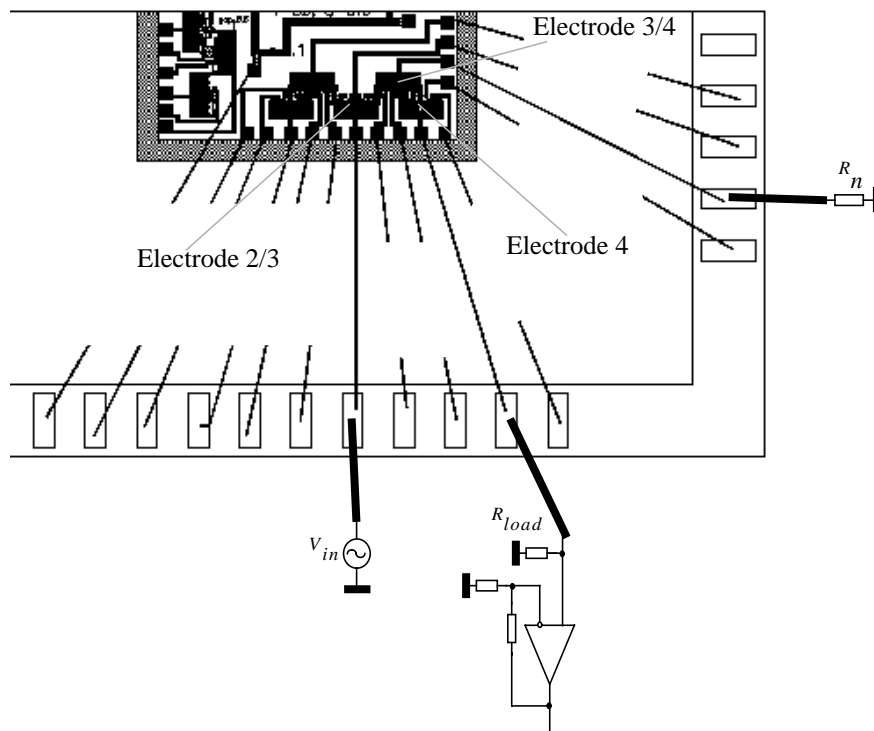


Figure 21. Géométrie des connexions véhiculant les signaux. Les pistes du circuit imprimé ne sont pas représentées. Le boîtier est de type PLCC44.

le schéma des connexions du boîtier. L'écart entre la connexion du nœud commun et les connexions d'entrée et de sortie du filtre permet de réduire le couplage capacitif parasite entre ces électrodes et le nœud commun. Ce couplage étant très critique, une telle disposition des connexions est avantageuse.

La résistance de polarisation du coupleur est placée à proximité directe du boîtier de la sorte à réduire la capacité parallèle à la masse sur le nœud commun du coupleur.

4.3.2 Caractérisation des résonateurs individuels

Avant de tester le filtre, nous avons caractérisé les résonateurs individuels. Cette information est utile pour l'interprétation des résultats et pour la simulation.

Sur la fig. 22 nous montrons l'évolution des propriétés des résonateurs en fonction de la tension de polarisation. A partir de la première caractéristique nous pouvons déterminer les largeurs de gap des transducteurs et les fréquences de résonance propres (pour $V_b \approx 0$). Les fréquences de résonance diffèrent légèrement, et sont égales à 2.5496 MHz pour le résonateur 3 et 2.5483 MHz pour le résonateur 4.

Pour extraire le gap, il faut connaître la rigidité effective du résonateur. Une simulation par la méthode des éléments finis a donné une rigidité modale effective $k_{eff} = 551.41 N \cdot m^{-1}$.

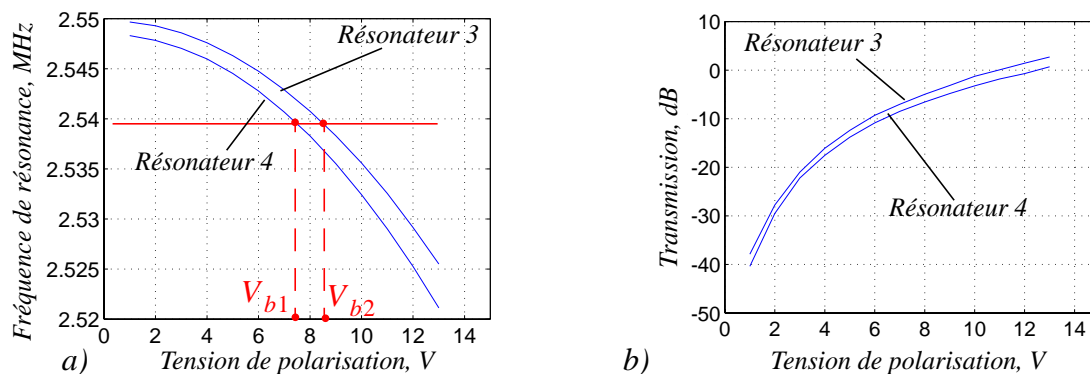


Figure 22. Evolution des paramètres des résonateurs du filtre en fonction de la tension de polarisation: a) évolution de la fréquence de résonance, b) évolution de la transmission à la fréquence de résonance.

Table 2. Les paramètres électriques équivalents des résonateurs individuels du filtre, $V_b = 10V$.

	Résonateur 3	Résonateur 4
Capacité liée au déplacement	$5.349 \cdot 10^{-17} \text{ F}$	$6.289 \cdot 10^{-17} \text{ F}$
Inductance liée au déplacement	76.648 H	65.298 H
Résistance liée au déplacement (pour $Q=15000$)	80.23 k Ω	68.38 k Ω
Facteur de transduction	$1.4153 \cdot 10^{-07} \text{ N} \cdot \text{V}^{-1}$	$1.750 \cdot 10^{-07} \text{ N} \cdot \text{V}^{-1}$

Les largeurs de gap obtenues par approximation numérique sont $0.566 \mu\text{m}$ pour le résonateur 3 et $0.544 \mu\text{m}$ pour le résonateur 4. Ces résultats sont cohérents avec les courbes de transmission : les niveaux de transmission maximaux des deux résonateurs sont très proches (comme les sont les largeurs de gap), et le résonateur 3 a une transmission légèrement plus importante que le résonateur 4 (car son gap est plus petit). La transmission a été mesurée avec une résistance de charge de $10 \text{ k}\Omega$ et avec l'amplificateur représenté à la fig. 20.

Dans la table 2 nous indiquons à titre d'exemple les paramètres équivalents petit signal des résonateurs pour une tension de polarisation de 10 V .

4.3.3 Résultat de test du filtre

D'abord le filtre a été testé avec une polarisation du nœud commun nulle. L'expérience a été faite de la façon suivante : nous avons fixé la tension de polarisation du résonateur 3 et fait varier la tension de polarisation du résonateur 4. La fig. 23a présente un exemple de caractéristique observée. Bien qu'il s'agisse évidemment d'une réponse d'un ordre supé-

rieur à deux, cette caractéristique ressemble peu à celle d'un filtre à résonateurs couplés. Ceci est sans doute dû au couplage capacitif direct entre l'entrée et la sortie du filtre. Pour l'annuler nous utilisons la méthode employée lors de la caractérisation des résonateurs simples (cf. paragraphe 4.4.4 du chapitre 2). Pour mesurer le signal de fuite nous avons désactivé le filtre en mettant les tensions des sources V_{b3} et V_{b4} à zéro. Nous avons obtenu la caractéristique de la fig. 23b. Son aspect correspond à la réponse attendue d'un filtre à deux résonateurs couplés (fig. 5).

Cette annulation réussie suggère que le couplage dominant dans le filtre est celui entre l'entrée et la sortie, et non pas entre les électrodes de terminaison et le nœud commun. Ceci est conforme à l'hypothèse faite lors de la conception.

Par la suite nous ne montrerons que les caractéristiques de transmission compensées.

Pour caractériser l'influence des tension de polarisation des résonateurs sur la réponse du filtre, nous avons fixé la tension de polarisation du résonateur 3 à 11 V et avons fait varier la tension V_{b4} entre 9 et 11 V. Nous avons observé une famille de caractéristiques de transmission possédant un ou deux maxima (fig. 24). Nous avons décrit l'évolution des caractéristiques par l'évolution des coordonnées des maxima, en distinguant les maxima par leur position réciproque : les fréquences des maxima gauche et droite, et les transmissions aux maxima (fig. 25).

Sur les caractéristiques de transmission un des maxima est resté à une fréquence fixe, tandis que la fréquence de l'autre a diminué au fur et à mesure que la tension V_{b4} a augmenté. Pour une tension $V_{b4} = 9.8V$ les maxima se sont retrouvés à la même fréquence et

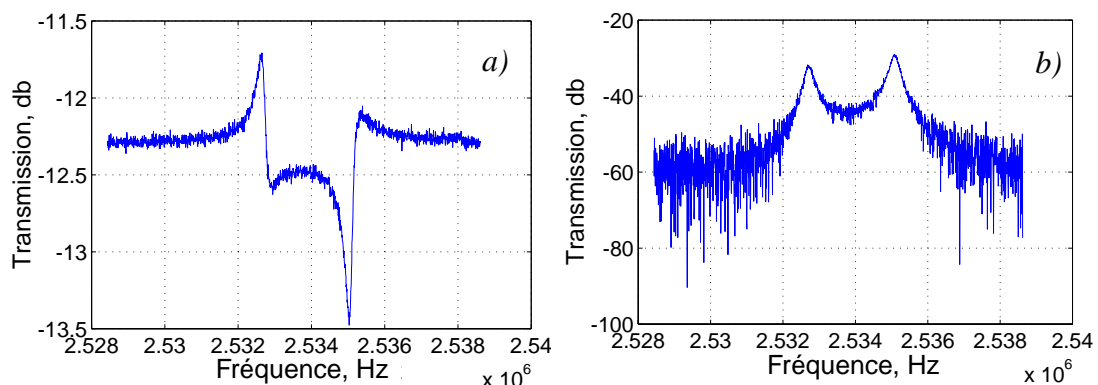


Figure 23. Réponse de filtre en fréquence : les fréquences de résonances ne sont pas ajustées. Les maxima sont espacés, les fréquences de résonance des résonateurs individuels sont différentes. a) réponse mesurée directement : le couplage non-compensé; b) réponse après la compensation du couplage. La polarisation : $V_{b3}=11V$, $V_{b4}=9V$.

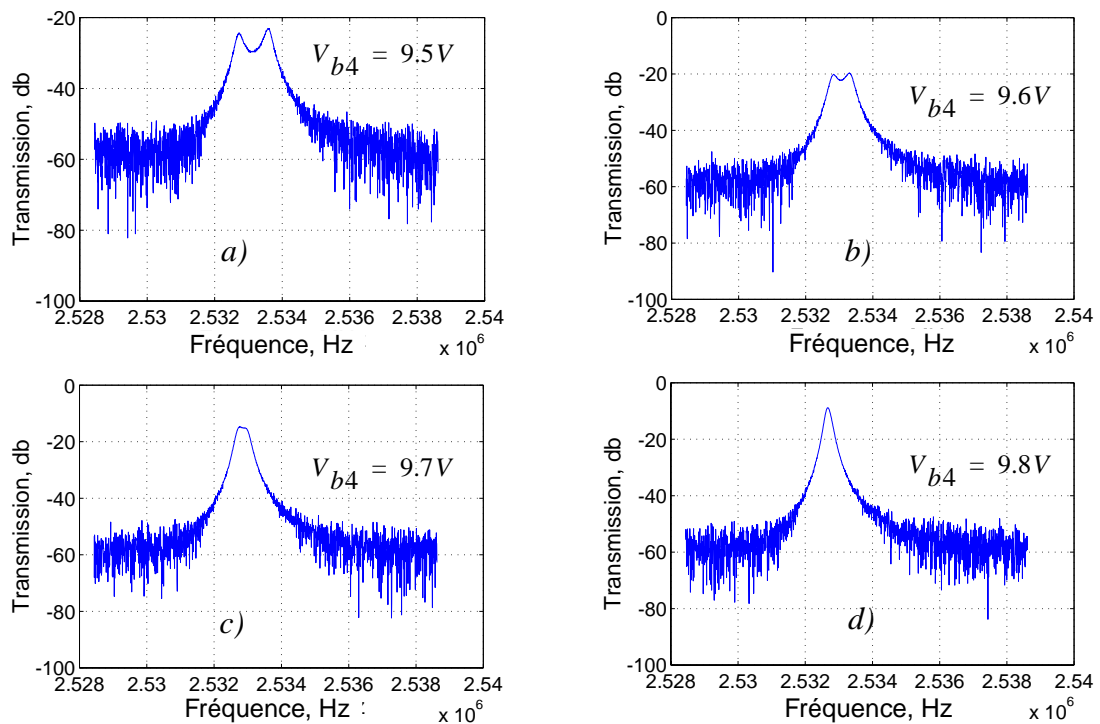


Figure 24. Evolution de la caractéristique de transmission en fonction de la tension de polarisation du résonateur 4 ($V_{b3} = 11V$). Le résonateur 3 est polarisé à 11 V.

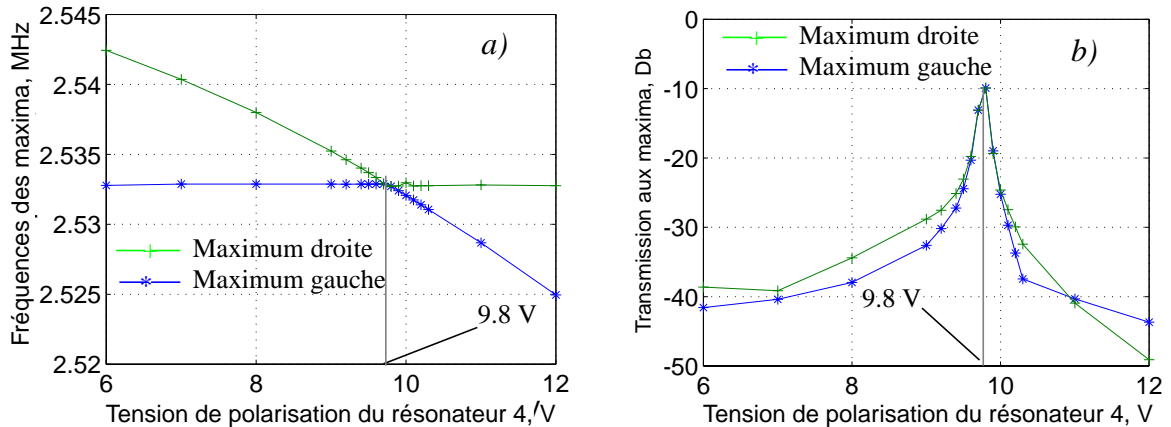


Figure 25. Evolution des paramètres de la caractéristique de transmission en fonction de la tension de polarisation du résonateur 4 ($V_{b3} = 11V$) : a) évolution des fréquences des maxima, b) évolution des niveaux de transmission dans les maxima.

se confondent en un seul maximum (fig. 24d). Quand la tension V_{b4} continue à augmenter, la fréquence d'un des maxima continue à baisser, les maxima se séparent et la caractéristique possède à nouveau deux maxima (fig. 25a).

La transmission aux maxima diminue au fur et à mesure que les maxima s'éloignent, et elle est maximale quand les maxima sont à la même fréquence (fig. 25b).

4.3.4 Commentaire des résultats expérimentaux

Comme à la tension $V_{b4} = 9.8V$ la caractéristique de transmission possède un seul maximum, deux enseignements sur le fonctionnement du filtre peuvent être tirés :

- 1) pour cette valeur de V_{b4} les résonateurs du filtre sont accordés aux mêmes fréquences de résonance ;
- 2) le filtre fonctionne en régime de couplage faible (cf. la théorie exposée au paragraphe 2 de ce chapitre).

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 3.5, chaque tension contrôle indépendamment la fréquence de résonance d'un seul résonateur. Ainsi, en fixant la tension V_{b3} , nous avons fixé la fréquence de résonance du résonateur 3. La tension V_{b4} contrôle seulement la fréquence de résonance du résonateur 4. De plus, la rigidité du ressort de couplage dépend du produit de ces deux tensions. Nous pouvons alors facilement interpréter l'évolution de la caractéristique de transfert. Quand la tension V_{b4} s'écarte de 9.8 V, les résonateurs sont désaccordés. Comme le filtre se trouve toujours en régime de couplage faible (on admet que le coefficient de couplage est constant pour la tension V_4 proche de 9.8 V), les maxima se trouvent aux fréquences de résonance des résonateurs du filtre. En même temps le niveau de transmission aux maxima baisse (cf. le paragraphe 2.3 du présent chapitre).

La fig. 26 présente le schéma mécanique équivalent du filtre et indique les tensions de contrôle des ressorts électrostatiques créés par le coupleur et par les transducteurs d'entrée-sortie.

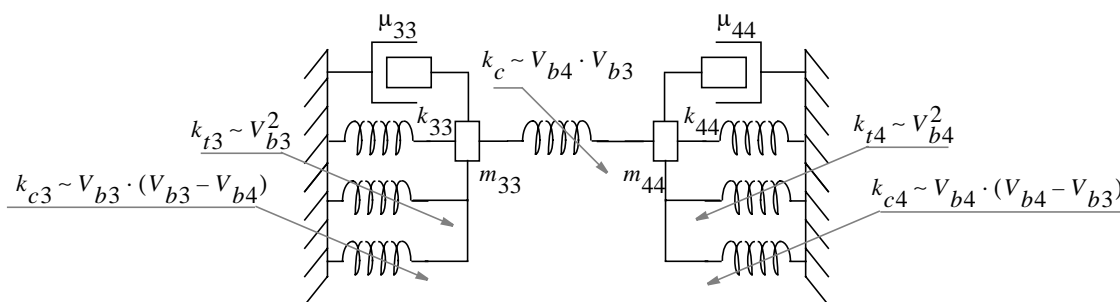


Figure 26. Schéma mécanique équivalent du filtre, comprenant les ressorts équivalents des coupleurs et des transducteurs.

4.3.5 Caractérisation du filtre à couplage fort

Pour renforcer le couplage entre les résonateurs, il faut augmenter la tension de polarisation appliquée aux transducteurs du coupleur. Malheureusement, il n'est pas possible d'appliquer des tensions supérieures à 25 volts à la partie mobile du résonateur : le phénomène de *pull-in* se produit, et le dispositif risque d'être endommagé. En revanche, il est possible d'appliquer une tension V_p négative au nœud commun. Grâce à la présence d'une grande résistance, même pour de fortes tensions le phénomène de *pull-in* ne se produit pas (nous avons réussi à monter la tension jusqu'à -50 V sans conséquence). Nous avons pu obtenir un régime de couplage fort pour $V_3 = 22V$, $V_4 = 24V$, $V_p = -7.5V$. Ainsi la tension à laquelle il fallait polariser le coupleur pour obtenir un régime de couplage fort est proche de 32 V.

Le dispositif utilisé lors des mesures en couplage faible avait été endommagé, nous avons dû continuer les mesures avec un autre échantillon. De ce fait ces fréquences de résonance des résonateurs observées pendant les mesures en couplage fort ont été légèrement différentes de celles mesurées en couplage faible.

Pour $V_3 = 19.5V$, $V_n = -15V$, nous avons fait varier la tension V_4 entre 19 V et 20.3 V, en modifiant ainsi l'accord en fréquence des deux résonateurs. Nous avons obtenu une famille de caractéristiques de transmission similaire à celle de la fig. 24. La fig. 27 montre la caractéristique dans le cas d'un accord parfait des fréquences des deux résonateurs. On constate dans ce cas la présence de deux maxima même pour un accord parfait.

Ceci apparaît clairement à la fig. 28a représentant l'évolution des fréquences de deux maxima et de leur niveau de transmission en fonction de la tension V_4 .

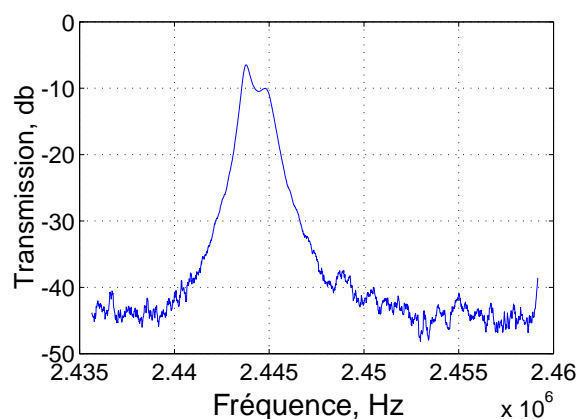


Figure 27. Exemple de caractéristique de transmission expérimentale pour un filtre en régime de couplage fort. Les fréquences de résonance sont accordées.

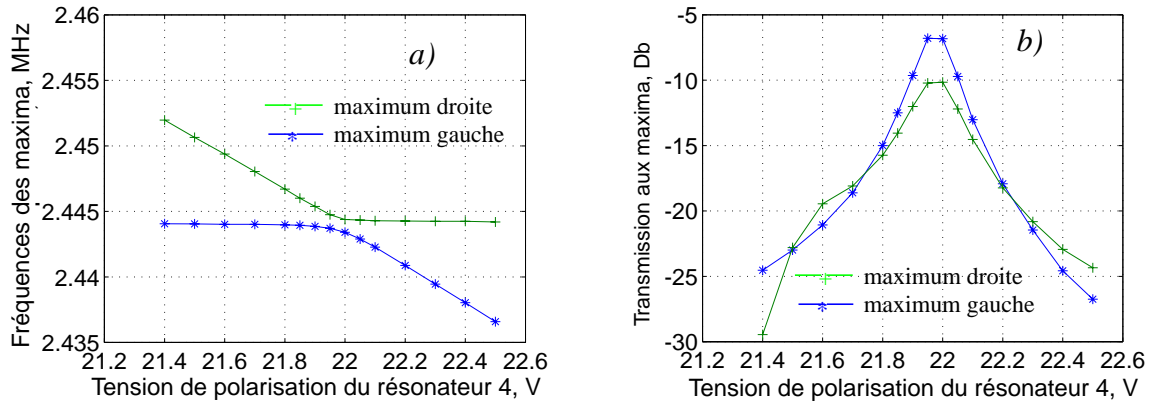


Figure 28. Courbes expérimentales de l'évolution de la fonction de transfert d'un filtre à résonateurs couplés dans le régime de couplage fort.

On remarque également un écart sur les niveaux des deux maxima. Ce phénomène peut s'expliquer par un couplage parasite entre le nœud commun du coupleur et les électrodes d'entrée-sortie. Cette hypothèse est suggérée par une analyse théorique et par la simulation présentée dans le paragraphe suivant.

4.4 Simulation d'un filtre à résonateurs couplés

Dans ce paragraphe nous décrivons la procédure de simulation du filtre à résonateurs couplés et analyserons l'influence des facteurs parasites sur son comportement.

4.4.1 Extraction des capacités parasites par simulation électrostatique 3D

Nous avons démontré au paragraphe 3.6 que le comportement du coupleur est très sensible à la capacité parasite sur le nœud commun. Le couplage capacitif direct entre l'entrée et la sortie peut être compensé au niveau de la mesure par la méthode décrite au paragraphe 4.4.4 du chapitre 2. En revanche, cette méthode ne peut pas être appliquée aux couplages à l'intérieur du filtre (entre les nœuds communs des coupleurs et les électrodes d'entrée-sortie).

Il est difficile d'estimer précisément les valeurs des capacités parasites pour les filtres dont les mesures ont été présentées dans les paragraphes précédents, en raison des capacités liées au boîtier et au circuit imprimé.

Afin d'avoir une estimation des performances pour un filtre co-intégré avec les circuits électroniques, nous avons cherché à obtenir les capacités propres à la structure du filtre par une simulation électrostatique 3D avec CowentorWare.

Pour minimiser le temps de simulation, un dessin de masque simplifié est utilisé (fig. 29).

En raison des limitations du logiciel, les simulations ont été réalisées en deux temps avec les paramètres suivants:

- 1) substrat isolant pour calculer les capacités latérales entre les électrodes,
- 2) substrat conducteur parfait, afin de calculer les capacités parasites entre les électrodes et le substrat.

Les résultats de ces simulations sont donnés dans les tables 4 et 3.

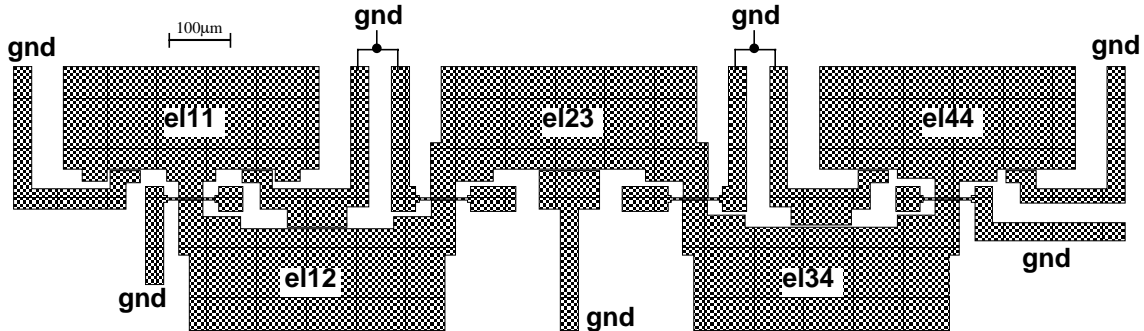


Figure 29. Masque simplifié de la couche structurale, utilisé pour la simulation des capacités parasites par la méthode des éléments finis. Le silicium épitaxié de la couche structurale est directement déposé sur l'oxyde. L'oxyde est donc défini avec le même masque.

Table 4. Matrice de capacités du filtre. La présence du substrat conducteur est prise en compte. Les valeurs utiles sont montrées en cases blanches.

	gnd	el11	el12	el23	e34	el44
gnd	5.796 pF	-1.112 pF	-1.196 pF	-1.189 pF	-1.189 pF	-1.109 pF
el11	-1.112 pF	1.114 pF	-1.180 fF	-0.2871 fF	-0.1768 fF	-0.1630 fF
el12	-1.195 pF	-1.180 fF	1.198 pF	-0.7603 fF	-0.2082 fF	-0.1692 fF
el23	-1.188 pF	-0.2871 fF	-0.7603 fF	1.190 pF	-0.7449 fF	-0.2976 fF
e34	-1.190 pF	-0.1768 fF	-0.2082 fF	-0.7449 fF	1.192 pF	-1.096 fF
el44	-1.109 pF	-0.1630 fF	-0.1692 fF	-0.2976 fF	-1.096 fF	1.111 pF

Table 3. Matrice de capacités du filtre. La simulation est effectuée sans le substrat. Les valeurs utiles sont montrées en cases blanches.

	gnd	el11	el12	el23	e34	el44
gnd	0.2991 pF	-50.41 fF	-63.94 fF	-67.87 fF	-64.53 fF	-52.52 fF
el11	-50.41 fF	65.27 fF	-7.188 fF	-3.232 fF	-2.266 fF	-2.163 fF
el12	-63.94 fF	-7.188 fF	81.78 fF	-5.308 fF	-3.058 fF	-2.285 fF
el23	-67.88 fF	-3.232 fF	-5.308 fF	85.01 fF	-5.309 fF	-3.282 fF
e34	-64.54 fF	-2.266 fF	-3.058 fF	-5.309 fF	82.27 fF	-7.083 fF
el44	-52.52 fF	-2.163 fF	-2.285 fF	-3.282 fF	-7.083 fF	67.36 fF

4.4.2 Simulation du cas de couplage faible

Pour les simulations, les résonateurs mécaniques sont modélisés par leur modèle électrique équivalent, le coupleur est implémenté par deux transducteurs électrostatiques connectés électriquement (fig. 30). Les modèles des transducteurs sont définis en langage AHDL (cf. chapitre 2). Les capacités parasites du filtre sont obtenues par une simulation numérique. L'annulation du couplage direct, effectuée dans l'expérience, est prise en compte par la soustraction des réponses d'un filtre polarisé et d'un filtre non-polarisé (fig. 31).

La table 5 donne les valeurs numériques des paramètres utilisés pour la simulation.

Tout d'abord nous avons simulé ce filtre pour le cas du couplage faible dans les conditions identiques à l'expérience. Les fréquences et niveaux de transmission des maxima obtenus

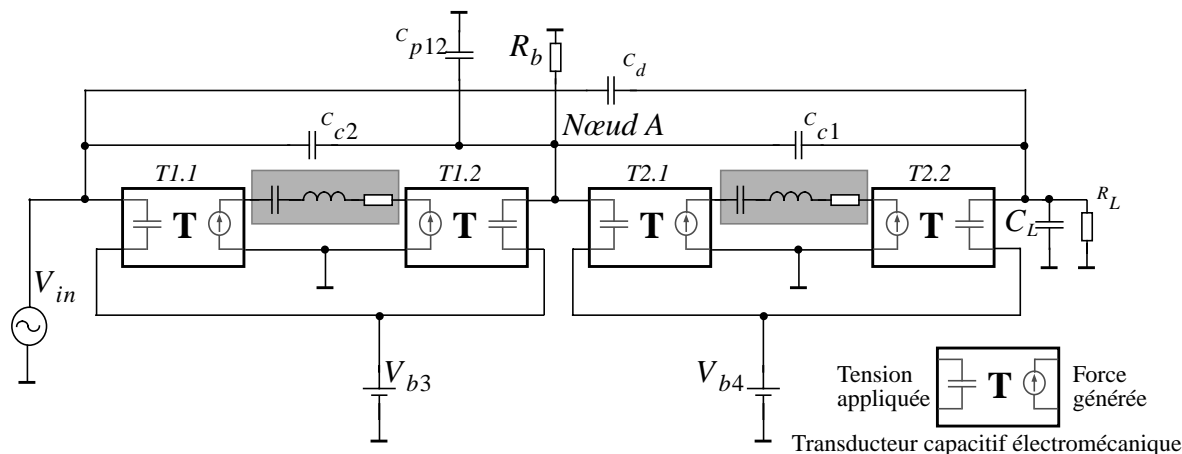


Figure 30. Modèle du filtre utilisé pour la simulation.

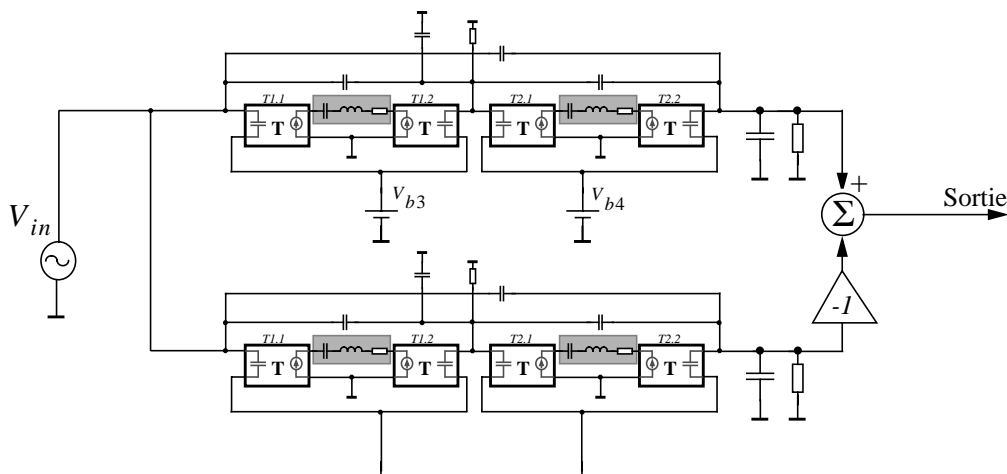


Figure 31. Modèle du filtre permettant de simuler la compensation du couplage direct.

Table 5. Valeurs des paramètres utilisés lors de la simulation du filtre à résonateurs couplés.

Masse des résonateurs, kg	Elasticité des résonateurs, Nm ⁻¹		Amortissement, Nm ⁻²	Cd, pF	C _{c1} , C _{c2} , pF	C _L , pF	R _L , kΩ
	Res. 3	Res. 4					
2.007 · 10 ⁻¹²	1.941 · 10 ⁻³	1.943 · 10 ⁻³	3.9407 · 10 ⁻⁹	0.3...1	0.01	1.5	10
Gap des transducteurs, μm		Surface des transducteurs, μm ²	C _{p12} , pF				
Res. 3	Res. 4	Res 3, 4	1.2				
0.566	0.544	600					

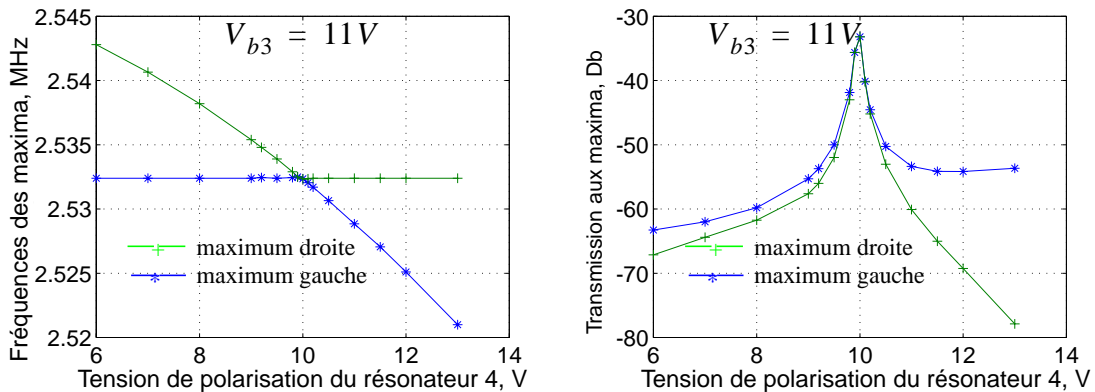


Figure 32. Evolution de la caractéristique de transmission en fonction de la tension de polarisation du résonateur 4 obtenue par la simulation. Le résonateur 3 est polarisé à 11 V. On constate un régime de couplage faible.

nus en fonction de V_4 sont présentés à la fig. 32.

Les courbes des fréquences sont en parfaite ressemblance avec celles obtenues dans l'expérience (fig. 32a). La tension V_{b4} correspondant à l'accord parfait des résonateurs est de 9.9V, très proche des 9.8 V mesurés. La forme des graphes des niveaux de transmission diffère légèrement. L'écart du niveau maximal est dû à l'amplificateur utilisé lors de l'expérience, qui n'a pas été inclus dans le modèle.

4.4.3 Simulation du cas de couplage fort

Dans un deuxième temps, nous avons simulé le filtre dans le cas d'un couplage fort, avec $\alpha > \frac{1}{Q}$. La tension de polarisation du résonateur 3 a été fixée à 26 volts. La tension du résonateur 4 varie entre 20 et 30 volts. Les graphiques caractérisant l'évolution de la fonction de

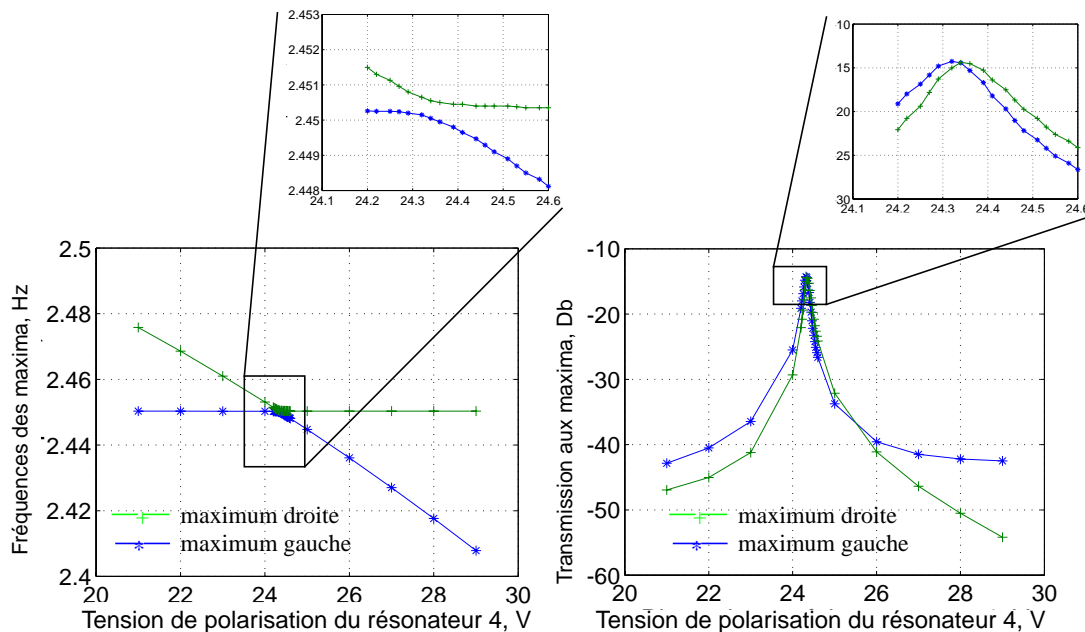


Figure 33. Evolution de la caractéristique de transmission en fonction de la tensions de polarisation du résonateur 4, obtenue par la simulation. Le résonateur 3 est polarisé à 26 V. Le filtre fonctionne en régime de couplage fort.

transfert du filtre sont donnés à la fig. 33. Elles sont proches des courbes obtenues par l’expérience pour un filtre en mode de couplage fort (fig. 28).

Notons toutefois que la tension de polarisation du coupleur, nécessaire pour obtenir le régime de couplage fort, est beaucoup plus petite en simulation que dans l’expérience. La valeur de la capacité parasite sur le nœud commun de coupleur, utilisée dans la simulation, ne prend pas en compte le boîtier, les fils de bonding et le circuit imprimé. Sa valeur est donc plus faible que lors de l’expérience (voir le paragraphe 3.6). De ce fait, il n’est pas nécessaire de polariser l’électrode commune de coupleur à une tension négative pour obtenir le régime de couplage fort.

4.5 Influence des capacités parasites sur la caractéristique de transfert

Pour mettre en évidence l’influence des capacités parasites sur le fonctionnement du filtre, nous avons simulé le filtre (fig. 30) dans différents cas de figure en régime de couplage fort. Les résultats sont donnés à la fig. 34.

Ces simulations montrent clairement que les capacités de couplage C_{C1} et C_{C2} sont responsables de la différence de niveau de transmission des deux maxima de la fonction de transfert observée expérimentalement.

La fig. 34a présente la caractéristique de transfert idéale du filtre en absence des capaci-

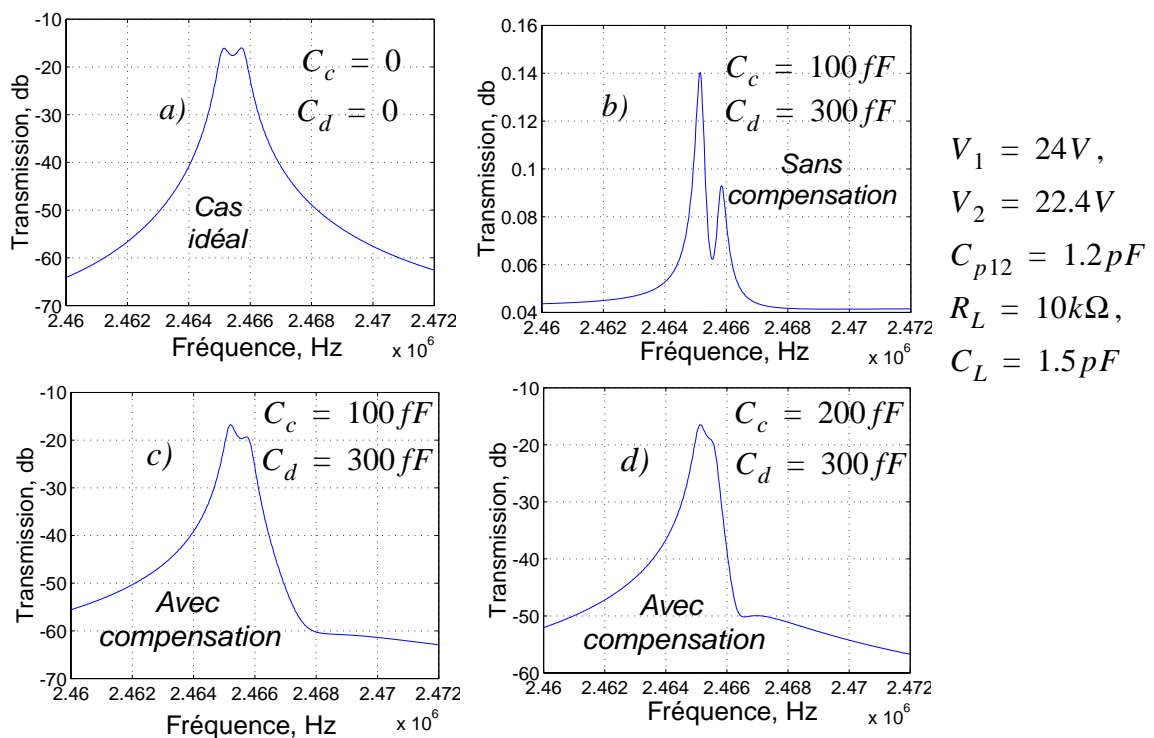


Figure 34. Influence des couplages parasites sur la caractéristique de transfert du filtre pour différent valeurs des capacités de couplage avec et sans compensation du couplage direct.

tés C_{C1} , C_{C2} et C_d . La fig. 34b montre la caractéristique d'un filtre non-compensé avec les capacités de couplage interne C_{C1} et C_{C2} de 100 fF et avec la capacité de couplage direct C_d de 300 fF (à cause des connexions extérieures, la dernière capacité peut être supérieure aux capacités C_{C1} et C_{C2}). Les caractéristiques des fig. 34c et d sont obtenues pour un filtre avec le couplage direct compensé, avec les capacités C_{C1} et C_{C2} de 100 fF et de 200 fF. La capacité C_d reste inchangé car de toute façon son influence est annulée, quelle que soit sa valeur (ceci est vrai en simulation, en réalité l'annulation est limitée par les erreurs d'appariement des circuits de compensation).

A défaut de pouvoir réduire les capacités parasites, l'impact du couplage ne peut être réduit qu'en augmentant la tension du signal utile sur le nœud commun du transducteur. Cela se fait en polarisant davantage les transducteurs d'entrée-sortie et en augmentant ainsi l'amplitude de déplacement des résonateurs. Ainsi l'influence relative du couplage parasite diminuera, et la distorsion de la bande passante sera réduite.

4.6 Conception des filtres auto-polarisés avec un couplage électrostatique

Afin de minimiser les capacités parasites C_{C1} , C_{C2} et C_{P12} , nous avons conçu un filtre sans connexion extérieure au nœud commun. Le schéma équivalent du filtre reste identique à celui de la fig. 30, mais les valeurs des capacités C_{C1} , C_{C2} et C_{P12} sont considérablement réduites. C_{P12} est essentiellement due au moteur de l'électrode commune. La résistance R_b est absente du schéma. Nous avons supprimé l'écran en couche enterrée (polysilicium mince) au-dessous des ressorts de moteur pour toutes les électrodes, afin de réduire davantage les capacités parasites sur le nœud commun.

Sans connexion extérieure, le nœud commun n'a plus de chemin résistif vers la source de polarisation continue. Sa tension au repos dépend donc de l'état de charge initial et des tensions de polarisation des résonateurs, auxquels ils sont couplés par les capacités des transducteurs (fig. 35). Dans la pratique les capacités C_{10} et C_{20} sont beaucoup plus petites que C_{p12} , l'effet des tensions de polarisation est donc négligeable. Ainsi, la tension sur le nœud commun est essentiellement définie par la charge initiale de la capacité C_{p12} . Dans notre expérience cette capacité a été déchargée avant l'expérience, le nœud commun a donc été polarisé à zéro volt.

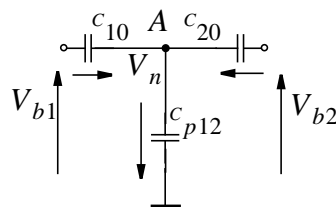


Figure 35. Mécanisme d'auto-polarisation du nœud commun.

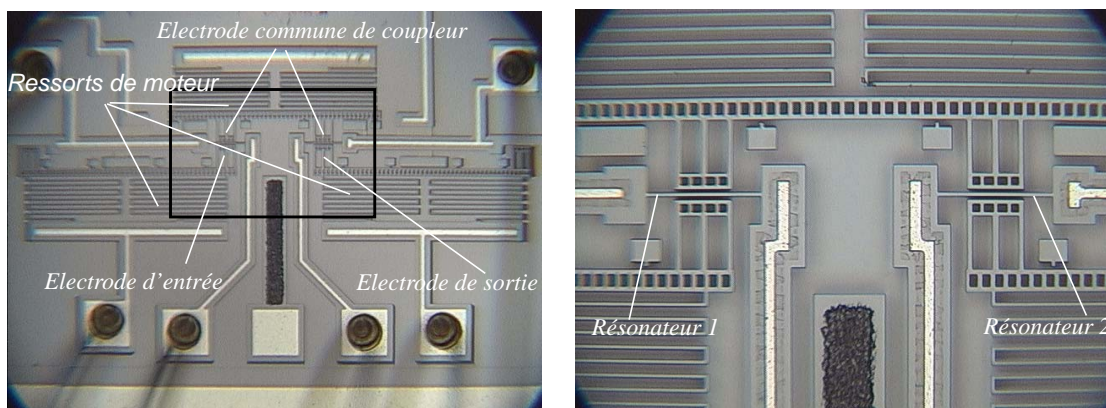


Figure 36. Photographie d'un filtre à résonateurs couplés réalisé sans connexion extérieure à l'électrode commune. La longueur de la poutre des résonateurs est de 80 μm .

4.6.1 Résultats de test.

Nous avons réalisé des filtres à fréquences centrales de 10 MHz et de 2.5 MHz. Des photographies d'un des dispositifs fabriqués sont présentées à la fig. 36. Les caractéristiques expérimentales sont semblables à celles obtenues pour les filtres à polarisation extérieure du coupleur. Cependant la tension de polarisation du coupleur nécessaire pour obtenir un régime de couplage fort est sensiblement plus faible. Ainsi, pour un filtre à fréquence centrale de 2.5 MHz un régime de couplage fort a été obtenu avec les tensions de polarisation des résonateurs de 14 V et 12 V (12 V et 25 V pour un autre échantillon). Dans le cas d'une polarisation externe du coupleur, il a été nécessaire d'appliquer 16 V et 22 V aux résonateurs, et -10 V à -20 V au nœud commun du coupleur. Cela constitue une amélioration évidente : les mêmes caractéristiques ont pu être obtenues avec les tensions beaucoup plus faibles.

Nous avons également observé une diminution de la distorsion de la bande passante du filtre, due à la présence des capacités C_{C1} et C_{C2} . Les courbes de la fig. 37 montrent quelques exemples de résultats obtenus pour deux échantillons d'un filtre à fréquence centrale de 2.8 MHz.

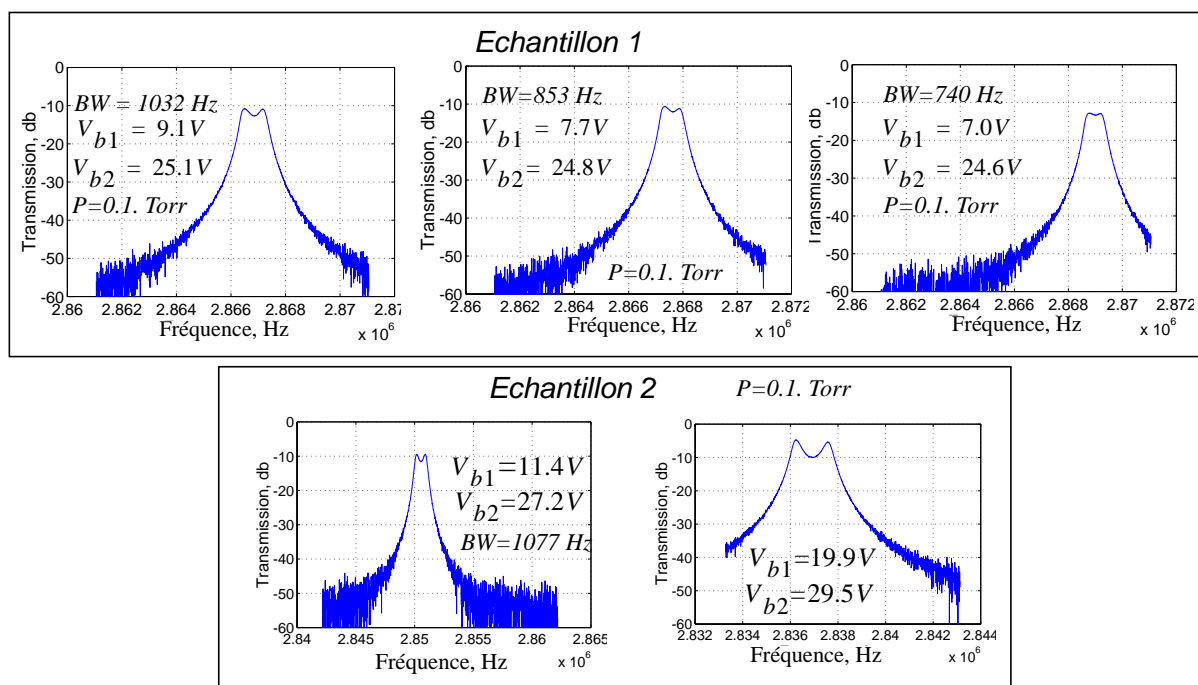


Figure 37. Caractéristiques de transmission expérimentales obtenues avec différentes tensions de polarisation pour deux échantillons de filtre à nœud commun auto-polarisé. La fréquence centrale des filtres est de 2.8 MHz, les résonateurs du filtre sont accordés.

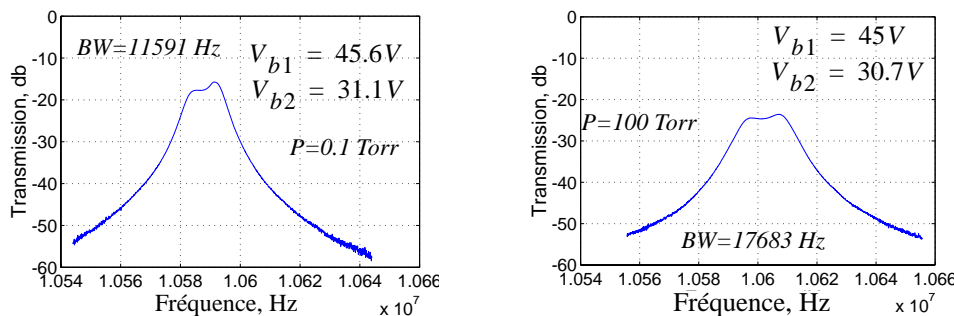


Figure 38. Caractéristiques de transmission expérimentales obtenues avec différentes tensions de polarisation et différentes pressions d'air pour un échantillon de filtre à nœud commun auto-polarisé. La fréquence centrale des filtres est de 10.5 MHz.

Les caractéristiques expérimentales montrent que la tension de polarisation contrôle la largeur de bande. Pour l'échantillon 1 la largeur de bande varie de 740 Hz à 1032 Hz. La première caractéristique de l'échantillon 2 a une bande passante de 1077 Hz. Pour la deuxième le couplage entre les résonateurs est tel que l'ondulation en bande passante dépasse 3 dB. Pour obtenir une bande passante à ondulation plus faible, le coefficient de qualité des résonateurs doit être abaissé. Ceci peut se faire soit en utilisant des résistances de terminaison de valeur appropriée [13], soit en augmentant la pression d'air.

Nous avons obtenu des résultats similaires pour les filtres à fréquence centrale de 10 MHz (fig. 38). Les tensions de polarisation nécessaires pour obtenir un couplage fort ont été de l'ordre de 30-40 V, suivant l'échantillon. Ces tensions sont supérieures aux tensions pour le cas des filtres à fréquence centrale de 2.8 MHz. Cela s'explique d'une part par une plus forte rigidité propre des résonateurs, ce qui exige un ressort de couplage plus rigide, et d'autre part par une surface de transducteur de coupleur deux fois plus faible (parce que la poutre est deux fois plus courte).

Les caractéristiques ont une distorsion de forme de la bande passante un peu plus significative que celles de la fig. 37. Cela est dû à l'influence des capacités de couplage parasites plus forte en hautes fréquences. Pour des filtres identiques à polarisation externe de coupleur, nous n'avons pas réussi à obtenir un régime de couplage fort.

Deux caractéristiques mesurées ont des largeurs de bandes de 11.6 kHz et de 17.7 kHz. Cette différence est obtenue grâce au contrôle du facteur de couplage par les tensions de polarisation, mais aussi par la variation du coefficient de qualité des résonateurs: la deuxième courbe à bande passante plus grande est obtenue avec un Q plus faible. Cet affaiblissement a été réalisé par une augmentation de la pression d'air, car les capacités parasites sur les électrodes ont empêché d'utiliser des résistances de terminaison importantes (cf.

paragraphe 2.1.6 du chapitre 2) [15], [59].

La diminution des tensions de polarisation nécessaires témoigne sans ambiguïté d'une réduction de la capacité parasite parallèle à la masse. Ce phénomène confirme d'une façon indirecte toute la théorie développée sur le coupleur électrostatique.

5. Conclusion : perspectives

Le concept de couplage électrostatique des résonateurs mécaniques a montré une grande efficacité dans l'application de filtrage mécanique. Un ressort électrostatique agit sur les résonateurs de la même manière qu'un ressort mécanique idéal, dont la rigidité est contrôlée par les tensions de polarisation. Elle permet de s'affranchir des principaux problèmes propres aux ressorts mécaniques (pertes, masse des ressorts, contraintes de placement). Nous sommes persuadés que cette méthode de couplage des résonateurs a de l'avenir dans les filtres MEMS, essentiellement grâce à la simplicité de réalisation et à la possibilité de reconfigurer la largeur de bande du filtre.

Grâce au contrôle de la rigidité du ressort de couplage par les tensions de polarisation, nous avons réalisé des filtres à largeur de bande variable. Si en plus les coefficients de qualité des résonateurs sont contrôlés par les résistances de terminaison du filtre, l'ondulation et la largeur de la bande passante peuvent être contrôlées indépendamment.

Les résultats présentés dans ce chapitre doivent être considérés comme préliminaires, car beaucoup de points doivent être améliorés avant de rendre les filtres attractifs pour les applications de télécommunication. Nous donnons ici quelques pistes.

Afin de réduire les pertes dans la bande passante (*insertion loss*), l'impédance entre l'entrée et la sortie dans la bande passante doit être réduite. Cela implique la réduction de la résistance motionnelle (l'impédance du filtre entre l'entrée et la sortie étant la somme de ces résistances pour chaque résonateur), et l'augmentation du facteur de transduction.

Afin de rendre la bande passante plus régulière, les capacités de couplage sur le nœud commun doivent être réduites. Pour cela, il faut utiliser les moteurs à simple ressort, tels que présentés dans le chapitre 2.

Les filtres d'ordres supérieurs à 3-4 sont nécessaires pour pouvoir obtenir des bandes passantes plus larges et des bandes de transition plus petites.

Le défaut principal de la méthode de couplage électrostatique est le grand nombre de paramètres participant dans la définition de la caractéristique de transmission. Les tensions contrôlant le couplage contrôlent également les fréquences de résonance des résonateurs

individuels, ainsi le réglage devient très complexe. Pour un filtre avec deux résonateurs, quatre tensions de polarisations contrôlent la caractéristique de transfert (tensions de polarisation de quatre transducteurs du coupleur et des transducteurs d'entrée-sortie). Pour un filtre avec trois résonateurs, le nombre de paramètres d'ajustement s'élèvera à 5 ou 6. Le système de réglage risque d'être très complexe et consommer plus d'énergie que l'utilisation d'un filtre passif ne ferait gagner...

Un meilleur contrôle du procédé doit permettre dans le futur de fixer les facteurs de couplage au moment de la conception grâce à un meilleur appariement des résonateurs, et de réduire sensiblement le nombre de tensions de polarisation différentes.

Chapitre 4. EQUIVALENCE ELECTROMECHANIQUE POUR LES SYSTEMES COMPLEXES

1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de définir les différents types d'analogie possibles entre les systèmes mécaniques et les réseaux électriques. Cette étude vise une formulation claire d'une méthode de synthèse du (des) système(s) mécanique(s) équivalent(s) pour un réseau électrique donné. Les résultats obtenus permettront une synthèse des filtres mécaniques dans le domaine électrique par des méthodes développées pour les filtres électriques passifs. A partir du réseau-prototype obtenu, le schéma du filtre mécanique sera synthétisé en utilisant la méthode définie dans ce chapitre.

La méthode permettra de déterminer le nombre de systèmes mécaniques possibles et les conditions d'existence d'un système mécanique équivalent pour un réseau donné. Au cours de la démonstration, nous définirons deux types d'équivalence formelle entre les réseaux électriques et les systèmes mécaniques. Nous montrerons également comment synthétiser un réseau électrique équivalent pour un système mécanique donné, une technique qui peut être utile pour simuler les systèmes mécaniques par des outils de simulation électronique.

2. Présentation de l'équivalence électro-mécanique

Dans ce paragraphe nous introduirons deux types d'équivalence mécanique-électrique pour un résonateur mécanique élémentaire du second ordre [37, chapitre 8]. Ceci servira de base pour la démonstration qui sera exposée plus tard dans le chapitre.

2.1 Définition de l'équivalence série pour un résonateur mécanique

Les systèmes physiques sont appelés équivalents si les processus se déroulant dans ces systèmes vérifient les mêmes lois mathématiques, et peuvent être décrits par les mêmes équations. Tel est le cas des systèmes mécaniques et des réseaux électriques. Une démonstration du principe peut être faite avec un résonateur mécanique élémentaire composé d'une masse, d'un ressort et d'un amortisseur, qui est excité par une force extérieure (fig. 1).

Ici les paramètres m , k , μ indiquent la masse du résonateur, le coefficient de rigidité du

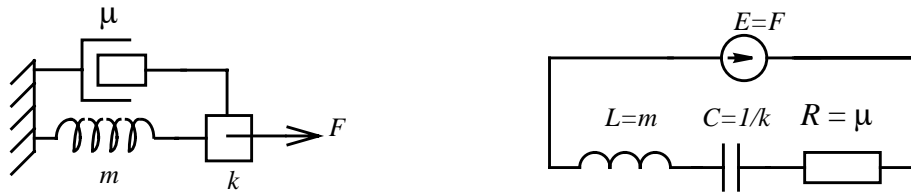


Figure 1. Résonateur mécanique élémentaire et son réseau électrique équivalent.

ressort et le coefficient d'amortissement visqueux. Nous considérons que l'amortisseur agit selon la loi $F_{damper} = -\mu v$, où le F_{damper} est la force de réaction générée par l'amortisseur et v est la vitesse de déplacement de la masse.

L'équation de mouvement du résonateur mécanique est obtenue selon la deuxième loi de Newton :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \mu \frac{dx}{dt} + kx = F, \quad (2.1)$$

où x est le déplacement de la masse.

L'équation de comportement pour l'oscillateur électrique, construit à partir d'un réseau LCR série, est dérivée de la première loi de Kirchhoff :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_{-\infty}^t i dt = E, \quad (2.2)$$

où i est le courant qui circule dans le circuit.

En exprimant le courant via la charge ($i = \frac{dq}{dt}$), cette équation différentielle se transforme en :

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = E \quad (2.3)$$

Nous remarquons que les équations (2.2) et (2.3) sont identiques mise à part leurs coefficients. Ce pourquoi les systèmes étudiés peuvent être considérés équivalents. De ces équations nous pouvons établir une correspondance entre les grandeurs électriques et mécaniques (table 1, analogie force-tension [37]).

Bien que l'analogie soit basée exclusivement sur la similarité de la description mathématique des deux systèmes, il est possible de donner un sens physique aux relations de la table 1. Du point de vue de la dynamique, les phénomènes qui se produisent dans les deux systèmes sont similaires et consistent en une transformation cyclique de l'énergie cinétique en énergie potentielle et vice versa. La variable d'état caractérisant l'énergie cinétique est le

Table 1. Correspondance entre les éléments mécaniques et électriques suivant le système d'équivalence série

Grandeurs électriques	Grandeurs mécaniques
R résistance	μ facteur d'amortissement
L inductance	m - masse
C capacité	$1/k$ - rigidité
E - source de tension indépendante	F -force
q - charge	x - déplacement
i - courant	v - vitesse

courant pour le réseau électrique et la vitesse pour le système mécanique. Ces grandeurs sont associées dans la table 1. Le rapport est le même pour l'énergie potentielle : les variables relatives sont la charge et le déplacement. Egalement, l'inductance modélise l'inertie à la variation du courant électrique, et elle est associée à la masse, modélisant l'inertie mécanique à la variation de la vitesse de déplacement. La capacité elle, modélise l'interaction dans un champ potentiel électrostatique et elle est associée au ressort, modélisant l'interaction dans un champ potentiel mécanique. Enfin, la résistance et l'amortisseur modélisent les pertes de dissipation.

Nous appellerons le système des correspondances montrées dans la table 1 "équivalence série", pour faire référence à la topologie du résonateur électrique équivalent au résonateur mécanique suivant cette analogie.

2.2 Définition de l'équivalence parallèle pour un résonateur mécanique

Pour le résonateur mécanique de la fig. 1 un autre réseau électrique équivalent est possible (fig. 2).

Ce réseau est décrit par l'équation (2.4) :

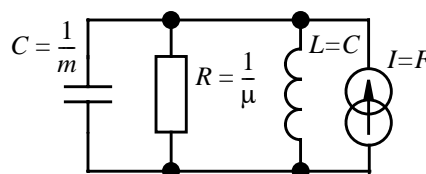


Figure 2. Réseau LCR parallèle équivalent au résonateur mécanique.

Table 2. Correspondance entre les éléments mécaniques et électriques suivant le système d'équivalence parallèle

Grandeurs électriques	Grandeurs mécaniques
$\frac{1}{R}$ conductance	μ facteur d'amortissement
C capacité	m - masse
$\frac{1}{L}$ inductance	k - rigidité
I - Source indépendante de courant	F force
Φ - flux	x - déplacement
u tension	v vitesse

$$C \frac{du}{dt} + \frac{u}{R} + \frac{1}{L} \int_{-\infty}^t u dt = I. \quad (2.4)$$

En substituant $u = \frac{d\Phi}{dt}$, où le Φ est le flux de l'induction du champ magnétique dans l'inductance, l'équation (2.4) se transforme de la façon suivante :

$$C \frac{d^2 \Phi}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{\Phi}{L} = I. \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) obtenue est similaire à l'équation (2.1), aux coefficients près. Cependant, les relations entre les grandeurs électriques et mécaniques sont différentes du cas de réseau *LCR* série (table 2) (analogie force-courant [37]).

Cette fois-ci les relations sont inversées par rapport à la physique des phénomènes. A la vitesse mécanique (variable d'état dynamique) correspond la tension (variable d'état statique), à la masse (accumulateur d'énergie cinétique) correspond la capacité (accumulateur d'énergie potentielle) etc. Seule la correspondance entre les éléments modélisant les pertes est conservée, bien que les valeurs des paramètres des éléments soient inversées par rapport à l'équivalence série (la conductance et l'amortissement).

Nous appellerons les correspondances montrées dans la table 2 "équivalence parallèle", pour faire référence à la topologie du résonateur électrique, équivalent au résonateur mécanique suivant cette analogie.

2.3 Topologie des réseaux électriques équivalents

Pour continuer l'exposé de ce chapitre, nous souhaitons faire une réflexion sur le rapport entre la topologie du résonateur mécanique et celles des réseaux électriques équivalents. Le fait, que le ressort et l'amortisseur du résonateur soient connectés en parallèle, suggère que la topologie du résonateur mécanique soit plus proche de celle du réseau *LCR* parallèle. Reste la masse, qui est un élément à part : elle appartient toujours à un nœud, et ne peut pas vraiment être considérée dans le contexte "connexion parallèle-série". Or dans la représentation nodale d'un réseau, les éléments associés avec un seul nœud sont ceux connectés entre un nœud et le nœud de référence. En appliquant ce principe aux systèmes mécaniques, nous pouvons représenter une masse par un élément à deux terminaisons dont l'une est toujours attachée à la référence fixe (fig. 3). Une telle représentation est purement formelle, sans prétention d'avoir un sens physique. Mais elle permet de faire un lien direct entre la topologie du résonateur mécanique et celle de son réseau électrique équivalent dans l'équivalence parallèle. Une telle représentation de la masse sera très utile dans la suite de notre exposé, lorsque nous développerons les règles d'équivalence pour des systèmes mécaniques et électriques plus complexes.

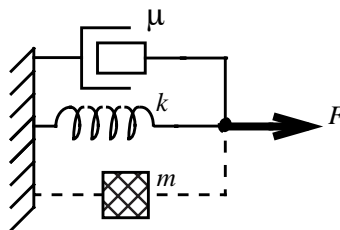


Figure 3. Représentation de masse par un élément mécanique à deux terminaisons.

3. Description formelle d'un système mécanique complexe à paramètres localisés

Avant d'étendre les analogies montrées dans le paragraphe 2 aux systèmes mécaniques complexes, nous souhaitons rappeler la description mathématique formelle de tels systèmes que nous utiliserons pour les démonstrations ultérieures.

Considérons un système mécanique comportant des masses, des ressorts linéaires et des amortisseurs interconnectés arbitrairement (fig. 4). Tous les déplacements, les vitesses, les forces extérieures sont colinéaires avec l'axe x . Ainsi nous nous trouvons dans un cas unidi-

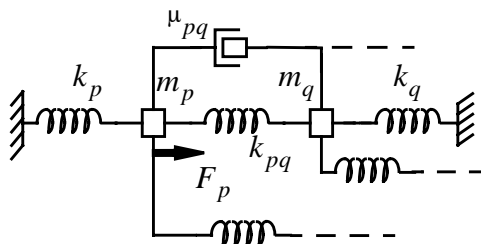


Figure 4. Exemple d'un système mécanique complexe aux paramètres distribués mensionnel. Les excitations auxquelles le système est soumis sont sinusoïdales, ce pourquoi nous nous intéressons uniquement au régime d'oscillations sinusoïdales établies.

Pour décrire le comportement du système de la fig. 4, nous utilisons la deuxième loi de Newton pour chaque nœud mobile :

$$F_p - k_p \cdot X_p - k_{pq} \cdot (X_p - X_q) - \mu_{pq} \cdot j \cdot \omega \cdot (X_p - X_q) \dots = (j \cdot \omega)^2 \cdot m_p \cdot X_p, \quad (3.1)$$

où X_p et X_q sont les amplitudes complexes des déplacements des nœuds p et q , m_p est la masse du nœud p , k_{pq} et μ_{pq} sont la rigidité du ressort et le facteur d'amortissement de l'amortisseur raccordés entre les nœuds p et q , k_p est la rigidité du ressort raccordé entre le nœud p et la référence fixe.

Réécrivons cette équation sous une forme appropriée pour une représentation matricielle, et exprimons les déplacements par les vitesses (en posant $V = j \cdot \omega \cdot X$) :

$$\left(j \cdot \omega \cdot m_p + \frac{k_p}{j \cdot \omega} + \frac{k_{pq}}{j \cdot \omega} + \mu_{pq} + \dots \right) \cdot V_p - \left(\frac{k_{pq}}{j \cdot \omega} + \mu_{pq} + \dots \right) \cdot V_q + \dots = F_p. \quad (3.2)$$

Etablissant les équations similaires pour chaque nœud mobile, nous obtenons un système d'équations linéaires, qui peut être écrit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \frac{k_1}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_1 + \frac{k_{1q}}{j \cdot \omega} + \mu_{1q} + \dots & -\frac{k_{12}}{j \cdot \omega} - \mu_{12} & \dots & -\frac{k_{1q}}{j \cdot \omega} - \mu_{1q} & \dots & -\frac{k_{1p}}{j \cdot \omega} - \mu_{1p} \\ -\frac{k_{21}}{j \cdot \omega} - \mu_{21} & \frac{k_2}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_2 + \frac{k_{2q}}{j \cdot \omega} + \mu_{2q} + \dots & \dots & -\frac{k_{2q}}{j \cdot \omega} - \mu_{2q} & \dots & -\frac{k_{2p}}{j \cdot \omega} - \mu_{2p} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\frac{k_{p1}}{j \cdot \omega} - \mu_{p1} & -\frac{k_{p2}}{j \cdot \omega} - \mu_{p2} & \dots & \frac{k_p}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_p + \frac{k_{pq}}{j \cdot \omega} + \mu_{pq} + \dots & \dots & -\frac{k_{pn}}{j \cdot \omega} - \mu_{pn} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -\frac{k_{N1}}{j \cdot \omega} - \mu_{N1} & -\frac{k_{N2}}{j \cdot \omega} - \mu_{N2} & \dots & -\frac{k_{Nq}}{j \cdot \omega} - \mu_{Nq} & \dots & \frac{k_N}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_N + \frac{k_{Nj}}{j \cdot \omega} + \mu_{Nj} + \dots \end{bmatrix}$$

$$\times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_p \\ \dots \\ V_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ \dots \\ F_p \\ \dots \\ F_N \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

où N est le nombre de masses dans le système.

L'équation (3.3) contient toute l'information sur la topologie du système mécanique. La matrice est carrée, tous les éléments de la diagonale principale sont positifs, les autres sont négatifs. Il est facile de remarquer que les éléments de la diagonale principale sont les sommes des termes générés par les composants mécaniques, raccordés aux nœuds qui correspondent aux numéros des lignes (colonnes) de la matrice. Les éléments non-diagonaux sont les sommes des termes générés par les composants mécaniques raccordés entre les nœuds dont les numéros sont les mêmes que ceux de la ligne et de la colonne auxquelles appartient l'élément.

La colonne des forces inclut les sommes de toutes les forces extérieures s'exerçant sur chaque nœud.

4. Synthèse des réseaux électriques équivalents pour les systèmes mécaniques complexes

Dans ce paragraphe nous allons étendre les résultats obtenus pour un résonateur mécanique élémentaire aux systèmes mécaniques complexes. Nous souhaitons définir une méthode de synthèse d'un réseau électrique équivalent pour un système mécanique complexe donnée. De même que pour le résonateur mécanique élémentaire, deux réseaux électriques équivalents peuvent exister pour un système mécanique donné. Nous étudierons également dans ce paragraphe les propriétés de ces réseaux et nous définirons éventuellement les conditions de leur existence pour un système mécanique donné.

4.1 Introduction de la transformation mécanique-électrique par l'équivalence parallèle

Dans ce paragraphe nous rechercherons un réseau électrique, se trouvant en relation définie par l'équivalence parallèle avec un système mécanique complexe donnée. Nous remarquons que pour le cas du résonateur mécanique, le réseau électrique équivalent contient un nœud "libre" et un nœud de référence (fig. 2 de la page 135). La description mathématique du réseau, sur laquelle l'équivalence est basée, contient une seule équation, avec la tension du nœud libre comme variable d'état. De plus la source indépendante du réseau est une source de courant connectée entre le nœud libre et le nœud de référence. Ces indices suggèrent l'utilisation de la méthode des nœuds pour les réseaux électriques plus complexes afin d'obtenir le même type d'équivalence électromécanique.

4.1.1 Rappel de la méthode des nœuds

D'après la définition des systèmes équivalents, il est nécessaire de synthétiser un réseau électrique dont les équations obtenues par la méthode des nœuds sont identiques aux équations (2.3) aux coefficients près. Avant de continuer l'exposé nous rappelons ici l'essentiel de cette méthode [61, tome 1, chapitre 7].

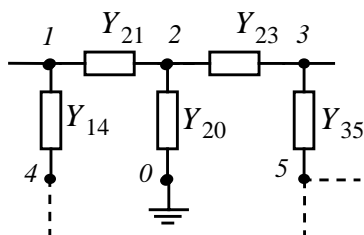
Pour un réseau donné ne contenant aucune source de tension, les nœuds sont numérotés de 1 à N. Un nœud de référence est choisi, nommé 0. Le choix de la référence est arbitraire aussi bien que la numérotation des nœuds. Le but de la méthode est de déterminer les tensions sur chaque nœud par rapport au nœud de référence.

Pour cela une matrice d'admittances du réseau est constituée. Elle contient les éléments de deux types. Les premiers sont les sommes des admittances de tous les composants connectés à un nœud, appelées "admittances propres du nœud". Elles sont placées sur la diagonale principale de la matrice d'admittances, et les numéros des lignes (colonnes) correspondent aux numéros des nœuds. Les secondes sont les sommes des admittances de tous les composants connectés entre deux nœuds, prises avec un signe négatif. Appelées "admittances communes à deux nœuds", elles sont placées dans les intersections des lignes et des colonnes dont les numéros correspondent à ceux des nœuds de connexion. Ainsi chaque admittance commune apparaît deux fois dans la matrice. La fig. 5 présente un exemple de constitutions des admittances propres et communes.

Cette matrice est utilisée pour constituer l'équation du réseau :

$$[Y] \times [U] = [I], \tag{4.1}$$

où $[Y]$ est la matrice d'admittances, $[U]$ est un vecteur colonne contenant les tensions des nœuds, $[I]$ est un vecteur colonne contenant les sommes des courants, générés par les sources de courant indépendantes dans chaque nœud.



$Y_{21} + Y_{23} + Y_{20}$ est l'admittance propre du nœud 2
 Y_{21} , Y_{23} sont les admittances communes des nœuds 2 et 1, 2 et 3

Figure 5. Exemple de constitution des admittances propres et communes de la matrice d'admittances.

4.1.2 Synthèse du réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle

On remarque que la constitution de la matrice $[Y]$ est semblable à celle de la matrice des coefficients dans l'équation mécanique (3.3). Il est de même pour leurs structures internes. Les termes des masses de type $j\omega m$ correspondent aux admittances des capacités de type $j\omega C$, les termes des ressorts de type $\frac{k}{j\omega}$ correspondent aux admittances des inductances de type $\frac{1}{j\omega L}$, et les termes des amortisseurs μ correspondent aux conductances $\frac{1}{R}$. Nous retrouvons alors le système d'équivalence parallèle défini dans le paragraphe 2, table 2.

En mettant en correspondance les nœuds électriques et les nœuds mécaniques, il est facile de retrouver un réseau électrique dont la matrice d'admittances coïncide avec la matrice des coefficients dans l'équation mécanique (3.3). Nous donnons ici un exemple d'un système mécanique à trois nœuds mobiles et de son réseau électrique équivalent (fig. 6a), en détaillant les étapes de constitution de ce dernier. D'abord nous écrivons l'équation matricielle pour le système mécanique de la même façon que dans le paragraphe 3.

$$\begin{bmatrix} \frac{k_1}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_1 + \mu_1 + \frac{k_{12}}{j \cdot \omega} + \frac{k_{23}}{j \cdot \omega} & -\frac{k_{12}}{j \cdot \omega} & -\frac{k_{13}}{j \cdot \omega} \\ -\frac{k_{12}}{j \cdot \omega} & \frac{k_2}{j \cdot \omega} + j \cdot \omega \cdot m_2 + \mu_2 + \frac{k_{12}}{j \cdot \omega} + \frac{k_{23}}{j \cdot \omega} & -\frac{k_{23}}{j \cdot \omega} \\ -\frac{k_{13}}{j \cdot \omega} & -\frac{k_{23}}{j \cdot \omega} & j \cdot \omega \cdot m_3 + \frac{k_{13}}{j \cdot \omega} + \frac{k_{23}}{j \cdot \omega} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

D'après le principe d'équivalence, cette équation doit décrire également le réseau électrique l'équivalent. L'équation (4.2) a l'aspect d'une équation obtenue par la méthode des nœuds pour un réseau électrique. Elle décrit donc le réseau recherché, sa matrice de coefficient est la matrice d'admittance du réseau.

L'établissement du réseau électrique à partir de cette équation se fait en considérant les nœuds du système mécanique.

Voici sont les raisonnements permettant de reconstituer les éléments connectés au nœud 1. Les termes mécaniques associés avec les m_1, k_1, μ_1 sont présents uniquement sur

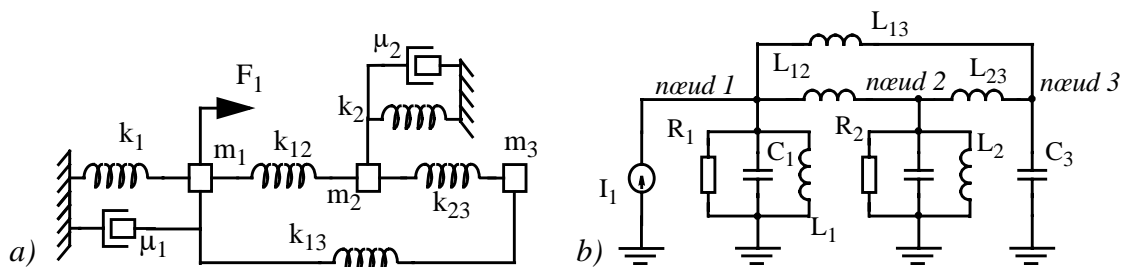


Figure 6. Exemple de constitution d'un réseau électrique équivalent pour un système mécanique à trois nœuds.

la diagonale principale de la matrice de coefficients (d'admittances). Ils génèrent dans le réseau électrique les éléments R_1, C_1, L_1 connectés entre le nœud 1 et le nœud de référence (que nous appellerons la référence par la suite). Les ressorts k_{12}, k_{13} sont raccordés entre les nœuds 1 et 2, 1 et 3, ainsi les termes associés sont présents hors la diagonale principale de la matrice. Ces éléments génèrent donc les inductances L_{12}, L_{13} connectées entre les nœuds 1 et 2, 1 et 3.

En procédant de la même façon pour les nœuds 2 et 3, nous arrivons au schéma du réseau électrique équivalent montré sur la fig. 6b.

Les sources de courant indépendantes sont connectées entre la référence et les nœuds correspondants aux nœuds mécaniques sur lesquelles agissent les forces extérieures.

4.1.3 Les propriétés des réseaux équivalents aux systèmes mécaniques obtenus par l'équivalence parallèle

Il est facile de remarquer que les termes associés avec les masses apparaissent seulement une fois dans chaque ligne et chaque colonne de la matrice des coefficients, et toujours sur la diagonale principale. Cela vient du fait que les équations exprimant la deuxième loi de Newton ne contiennent jamais plus qu'un terme avec une masse. Par conséquent ils ne sont présents qu'une fois dans chaque ligne de la matrice. Comme la matrice est symétrique par rapport à la diagonale principale, ces termes se situent toujours sur cette diagonale. Dans le réseau équivalent ils génèrent des capacités connectées entre un nœud et la référence, mais jamais entre deux nœuds.

De cette observation, il devient évident pourquoi il est commode de représenter les masses mécaniques comme des composants à deux terminaisons dont l'une est toujours attachée à la référence fixe. En faisant cela dans un schéma de système mécanique, il est possible de dériver directement le réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle juste en remplaçant les composants mécaniques par leurs analogues électriques et les références fixes par les références électriques (fig. 7).

4.1.4 Résumé des résultats

Résumons les résultats de ce paragraphe.

- *Pour n'importe quel système mécanique, un réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle existe. Ceci est vrai, car tous les raisonnements ont été faits pour un cas général, sans restrictions portées sur le système mécanique du départ.*

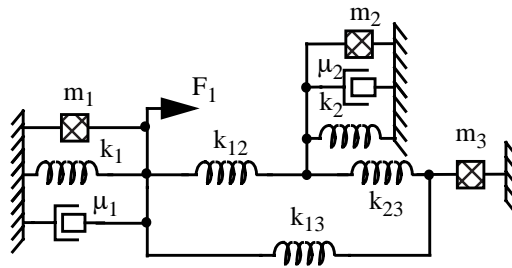


Figure 7. Représentation du système mécanique de la fig. 6a avec les masses à deux terminaisons. La ressemblance de la topologie avec le réseau équivalent de la fig. 6b est évidente.

- *Les réseaux électriques équivalents ne contiennent pas de capacités connectées entre deux nœuds.*
- *En ce qui concerne les sources, seules les sources de courant indépendantes connectées entre la référence et les nœuds libres sont présentes. Le réseau ne contient pas de sources de tensions.*

4.2 Introduction de la transformation électrique-mécanique avec l'équivalence série

Dans ce paragraphe nous rechercherons un réseau électrique qui se trouverait en relation, définie par l'équivalence série avec un système mécanique donné. Le développement est similaire à celui pour le cas de l'équivalence parallèle. La différence se situe principalement au niveau de la topologie des systèmes étudiés. Contrairement au cas de l'équivalence parallèle, le réseau électrique équivalent et le système mécanique ont des topologies différentes, comme le montre l'exemple du simple résonateur (paragraphe 2.1). En considérant l'équivalence série, définie pour un résonateur simple, nous remarquons que la variable d'état du réseau électrique est le courant circulant dans la maille du réseau. De plus, le résonateur est excité par une source de tension. Cela suggère l'utilisation de la méthode des mailles pour définir l'équivalence série dans le cas des systèmes plus complexes.

Nous rappelons d'abord l'essentiel de la méthode des mailles.

4.2.1 Rappel de la méthode des mailles

Pour un réseau électrique, ne contenant aucune source de courant indépendante (fig. 8), N mailles sont définies [61, tome 1, chapitre 7]. On suppose que dans chaque maille circule un courant, indépendant des courants d'autres mailles. Les courants dans les branches du réseau sont une superposition des courants des mailles auxquelles les branches appartiennent. Le but de la méthode est de déterminer les intensités des courants des mailles, à partir desquelles les intensités des courants des branches et les tensions peuvent être déterminées.

Pour écrire l'équation du réseau par la méthode des mailles, une matrice impédance doit être établie.

Elle contient deux types d'éléments :

1) impédances de maille, qui sont les sommes des impédances de tous les éléments appartenant à une maille. Elles se situent sur la diagonale principale de la matrice, sur les lignes (ou colonnes) dont les indices correspondent aux numéros des mailles (pour le réseau de la fig. 8, l'impédance de maille du courant I_1 est $Z_{11} + Z_{12} + Z_{1k}$).

2) impédances communes de deux mailles, qui sont les impédances des branches appartenant à deux mailles (et donc parcourues par les courants des deux mailles). Elles ont un signe positif si les courants parcourent la branche commune dans le même sens, négatif dans le cas contraire, et égal à zéro si les mailles n'ont pas de branches en commun. Dans la matrice impédance elles se situent dans l'intersection de la ligne et de la colonne dont les numéros correspondent aux numéros des mailles. Ainsi elles interviennent deux fois dans la matrice (par exemple, pour les mailles des courants I_1 et I_2 l'impédance commune est Z_{12} , prise avec un signe négatif). La matrice impédance est donc symétrique par rapport à la diagonale principale.

On distingue les branches de deux types : branches propres d'une maille (qui ne sont parcourues que par le courant de la maille, par exemple les branches contenant les éléments Z_1, Z_2) et branches commune de deux ou plusieurs mailles (qui sont simultanément parcourues par les courants de ces mailles, par exemple les branches contenant les éléments Z_{12}, Z_{1k}). Les impédances des branches propres ne sont partagées avec aucune autre maille, ainsi elles participent uniquement dans l'impédance commune de la maille à laquelle elles appartiennent et se trouvent toujours sur la diagonale principale.

Après l'établissement de la matrice d'impédances, l'équation du réseau peut être écrite :

$$[Z] \times [I] = [E], \tag{4.3}$$

où $[Z]$ est la matrice d'impédances, $[I]$ est un vecteur colonne contenant les courants de maille, $[E]$ est un vecteur des sources de tensions indépendantes agissant dans chaque maille.

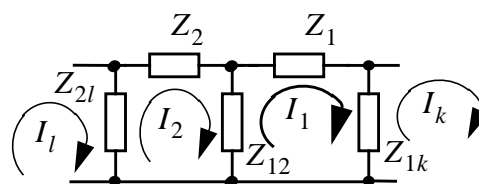


Figure 8. Schéma expliquant la méthode des mailles.

De la même façon que pour la méthode des nœuds, la matrice $[Z]$ contient toute l'information sur la topologie du réseau.

4.2.2 Rappel sur la dualité des réseaux électriques

Avant de continuer l'exposé, nous rappelons le principe de dualité des réseaux électriques, qui nous servira pour la démonstration dans la suite. Une dualité existe entre deux réseaux électriques si les tensions des nœuds d'un réseau évoluent suivant les mêmes lois que les courants des mailles de l'autre. Cela implique une identité des équations obtenues par la méthode des nœuds pour le premier réseau et des équations obtenues par la méthode des mailles pour le second. La fig. 9 donne un exemple de tels réseaux. Les propriétés des réseaux duaux sont décrites dans [37], [61], ici nous énumérons celles qui sont nécessaires pour notre démonstration.

Pour deux réseaux duaux :

- 1) les lois d'évolution des tensions des nœuds d'un réseau sont identiques à celles des courants des mailles de l'autre, et vice versa;
- 2) les éléments connectés à un nœud d'un réseau appartiennent à une maille de l'autre, et vice versa;

La correspondance entre les éléments des deux réseaux est résumée dans la table 3. Une dualité peut exister uniquement entre les réseaux planaires, i. e. ceux qui peuvent être dessinés sur un plan sans croisements.

4.2.3 Synthèse d'un réseau électrique équivalent pour un système mécanique donnée avec l'équivalence série

Pour définir la transformation des systèmes mécaniques en réseaux électriques équivalents avec l'équivalence série, nous nous appuyons sur les résultats obtenus précédemment dans ce chapitre et les notes théoriques faites ci-dessus.

Supposons que l'on souhaite synthétiser le réseau électrique équivalent avec l'équivalence série pour un système mécanique donné $\{M\}$. Autrement dit, nous souhaitons synthétiser un réseau $\{N\}$, dont les équations établies par la méthode des mailles sont identiques

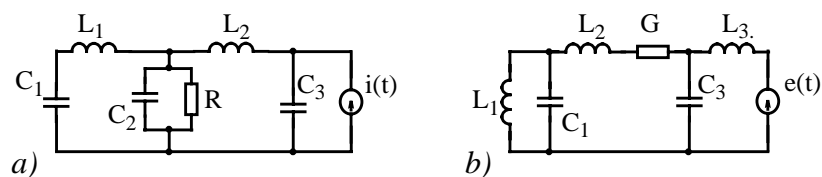


Figure 9. Un exemple de deux réseaux électriques duaux.

Table 3. Correspondance entre les éléments des réseaux duaux

Réseau 1	Réseau 2
R résistance	conductance $G = \frac{1}{R}$
L inductance	capacité $C = \frac{1}{L}$
C capacité	inductance $L = \frac{1}{C}$
E - source de tension indépendante	$I = E$ source de tension indépendante
I - source de courant indépendante	$E = I$ source de tension indépendante

avec les équations de Newton pour le système mécanique $\{M\}$.

Du sous-paragraphe 4.1 nous savons que le système mécanique $\{M\}$ possède un réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle, que nous savons dériver, et que nous appelons $\{N1\}$. Les équations obtenues pour ce réseau par la méthode des nœuds sont identiques avec les équations de Newton établies pour le système mécanique $\{M\}$.

Ainsi, les équations du réseau $\{N\}$ (réseau inconnu) obtenues par la méthode des mailles sont identiques avec les équations du réseau $\{N1\}$ (réseau connu) obtenues par la méthode des nœuds, car chacun des deux systèmes d'équations sont identiques aux équations de Newton du système $\{M\}$. Ainsi nous avons démontré, que les réseaux $\{N\}$ et $\{N1\}$ sont duaux, par définition de la dualité des réseaux électriques.

Ainsi le problème se réduit à la synthèse du réseau équivalent avec l'équivalence parallèle de la façon définie dans le sous-paragraphe 4.1 (réseau $\{N1\}$) et à la synthèse du réseau dual (réseau $\{N\}$) pour ce réseau obtenu ($\{N\}$).

Nous montrons l'exemple d'une telle transformation pour le système mécanique de la fig. 6a. Son réseau électrique équivalent avec l'équivalence parallèle a été synthétisé dans le sous-paragraphe 4.1, et montré sur la fig. 6b. Pour ce réseau il faut maintenant synthétiser le réseau dual. Cette opération est décrite dans [37], elle est évidente pour les réseaux simples. Le résultat de la synthèse est montré sur la fig. 10.

Le réseau $\{N\}$ de la fig. 10 est le réseau équivalent au système mécanique de la fig. 6a avec l'équivalence série.

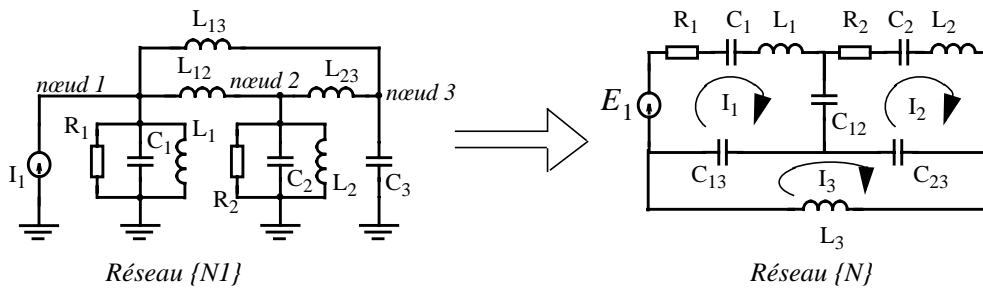


Figure 10. Construction du réseau électrique équivalent avec l'équivalence série pour le système de la fig. 6a.

4.2.4 Conditions d'existence et les propriétés des réseaux équivalents avec l'équivalence série

La question suivante se pose : est-ce que pour un système mécanique arbitraire un réseau électrique équivalent avec l'équivalence série existe?

La synthèse du réseau dual n'est possible que si le réseau prototype est planaire. Par conséquent, si le réseau équivalent avec l'équivalence parallèle {N1} n'est pas planaire, cette synthèse n'est pas possible, et donc le réseau électrique équivalent avec l'équivalence série n'existe pas [61].

Nous proposons de définir la notion des systèmes mécaniques planaires, afin de ne pas être obligé de construire le réseau équivalent avec l'équivalence parallèle chaque fois que l'on souhaite savoir si celui avec l'équivalence série existe.

En représentant la masse par un élément mécanique à deux terminaisons et en reliant toutes les références fixes, nous arrivons à un schéma du système mécanique dont la topologie est identique à son réseau équivalent avec équivalence parallèle (fig. 11). Si le schéma ainsi établi peut être dessiné sans croisement des lignes, son réseau équivalent par équivalence parallèle est planaire. Nous allons appeler de tels systèmes "systèmes mécaniques planaires".

Ainsi le critère d'existence peut être reformulé : un réseau équivalent avec équivalence

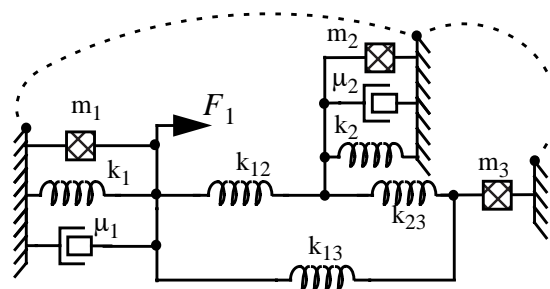


Figure 11. Définition des systèmes mécaniques planaires : l'exemple pour le système mécanique de la fig. 6a.

directe existe uniquement pour les systèmes mécaniques planaires.

A part le fait d'être planaires, les réseaux équivalents avec l'équivalence série possèdent une propriété importante : elles n'ont pas d'inductances partagées par deux mailles, toutes les inductances appartiennent aux mailles propres. Ceci vient de la structure interne des réseaux équivalents avec l'équivalence parallèle qui leur servent de prototypes duaux : les capacités y sont présentes uniquement en connexion entre le nœud de référence et un nœud électrique. Dans le réseau dual, ces capacités se transforment en inductances connectées dans les branches propres des mailles.

De même, comme les réseaux électriques équivalents obtenus avec l'équivalence parallèle contiennent seulement des sources de courant connectées entre la référence et les nœuds, leurs réseaux duaux contiennent uniquement les sources de tension agissant dans les branches propres des mailles.

4.2.5 Résumé des résultats

Nous résumons les résultats obtenus dans ce sous-paragraphe.

- *Tout système mécanique planaire dans le sens défini ci-dessus a un réseau électrique équivalent avec l'équivalence série.*
- *Ce réseau est dual au réseau équivalent avec l'équivalence parallèle, obtenu pour le système mécanique.*
- *Ce réseau est planaire et les inductances y sont présentes uniquement dans les branches propres des mailles.*
- *En ce qui concerne les sources, les réseaux équivalents contiennent uniquement des sources de tensions dans des branches propres des mailles.*

5. Synthèse des systèmes mécaniques équivalents pour un réseau électrique donné

Dans le présent paragraphe nous allons répondre à la question qui est à l'origine de l'étude exposée dans ce chapitre. Nous définirons la méthode de synthèse du (des) système(s) mécanique(s) équivalent(s) pour un réseau électrique donné. Cette opération doit être utilisée pour la conception des filtres micro-mécaniques à l'étape où le réseau-prototype du filtre est obtenu.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4, deux types d'équivalence existent entre les réseaux électriques et les systèmes mécaniques, et le même système mécanique peut avoir deux réseaux électriques équivalents. Il est logique de supposer qu'un réseau électrique peut aussi avoir deux systèmes mécaniques équivalents avec des types d'équivalence

différents. Dans notre étude nous avons fixé pour objectif d'explorer les deux possibilités d'obtention du système mécanique équivalent pour un réseau donné.

A part la définition de l'algorithme de la transformation électrique-mécanique lui-même, les réponses aux deux questions suivantes doivent être trouvées :

- 1) Quelles sont les conditions qu'un réseau électrique doit satisfaire pour avoir un système mécanique équivalent?
- 2) Quel type d'équivalence est plus avantageux pour la conception?

Nous considérons les transformations électrique-mécaniques basées sur les deux types d'équivalence.

5.1 Transformation électrique-mécanique basée sur l'équivalence parallèle

Pour qu'un réseau électrique puisse avoir un système mécanique équivalent par l'équivalence parallèle, il doit posséder les mêmes propriétés que les réseaux électriques équivalents obtenus pour les systèmes mécaniques. Ces propriétés ont été définies dans le paragraphe 4.1. Plus précisément, toutes les capacités de ces réseaux doivent avoir au moins une électrode connectée au nœud de référence. En ce qui concerne les sources, le réseau doit contenir uniquement des sources de courant indépendantes, connectées entre la référence et les nœuds libres. Le respect de ces conditions peut dépendre du choix de nœud de référence (rappelons que dans la méthode des nœuds ce choix est arbitraire). Alors, les conditions d'existence doivent être respectées au moins pour un choix.

La procédure de synthèse du système mécanique équivalent au réseau électrique avec l'équivalence parallèle est l'inverse par rapport à celle de la synthèse du réseau électrique à partir d'un système mécanique. Nous le montrons sur l'exemple du réseau électrique de la fig. 12a. Comme la topologie du système mécanique recherchée est similaire, nous retrouvons facilement le schéma du système mécanique de la fig. 12b (en représentant les masses comme des éléments à deux terminaisons, la similitude des topologies est plus apparente). Nous retrouvons la nature des éléments mécaniques et les valeurs des paramètres grâce à la table 1. Ensuite en remplaçant les masses à deux terminaisons par les masses physiques placées dans les nœuds mécaniques, nous arrivons au schéma final de la fig. 12c.

Une transformation électrique-mécanique avec l'équivalence parallèle n'est pas possible pour le cas du réseau de la fig. 9b, car il contient une source de tension, ce qui est incompatible avec les propriétés des réseaux électriques convertibles en systèmes mécaniques équivalents avec l'équivalence parallèle.

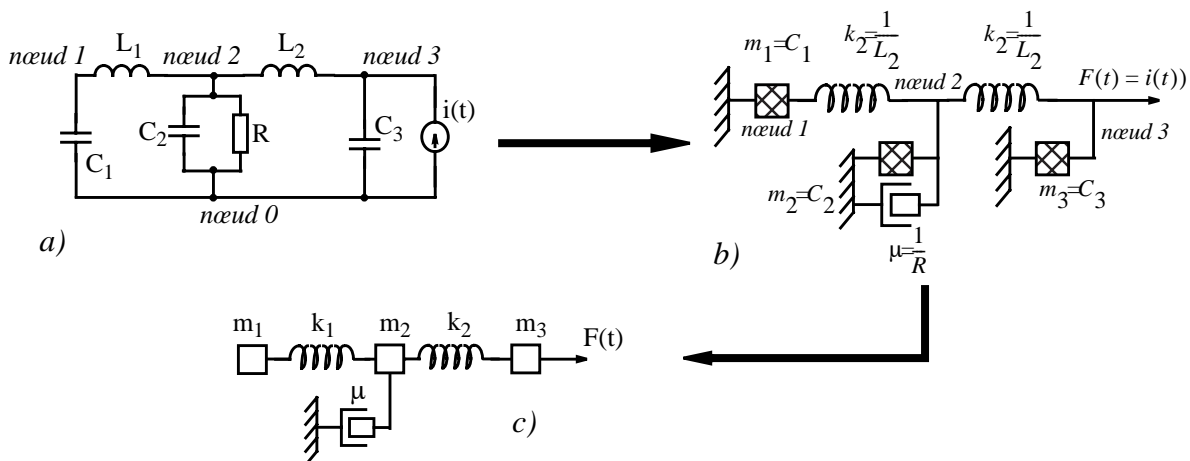


Figure 12. Exemple de synthèse du système mécanique équivalent avec l'équivalence parallèle pour un réseau électrique donné. a) réseau électrique de départ, b) système mécanique avec les masses représentées par les éléments à deux terminaisons, c) système mécanique final.

Résumons les conditions d'existence d'un système mécanique équivalent par l'équivalence parallèle pour un réseau électrique donné.

- *Le choix du nœud de référence doit être possible, pour lequel toutes les capacités et les sources de courant indépendantes sont connectées au nœud de référence par une terminaison.*
- *Le réseau ne doit pas contenir de sources de tension.*

5.2 Transformation électrique-mécanique basée sur l'équivalence série

Tout d'abord nous notons les conditions d'existence d'un système mécanique équivalent avec l'équivalence série pour un réseau électrique donné. Il est évident, que ce réseau doit posséder les propriétés des réseaux équivalents aux systèmes mécaniques avec l'équivalence série. Ces propriétés sont décrites dans le paragraphe 4.2 : le réseau doit être planaire, contenir des inductances et des sources de tension indépendantes uniquement dans les branches propres et ne pas contenir de sources de courant.

Sur les deux réseaux montrés à la fig. 9, seulement le réseau de la fig. 9b vérifie ces conditions.

Si le réseau remplit ces conditions, le système mécanique équivalent peut être trouvé. Pour cela il faut procéder de la même façon que pour la synthèse d'un réseau équivalent avec l'équivalence série à partir d'un système mécanique, mais dans l'ordre inversé. D'abord, il faut synthétiser le réseau dual pour le réseau électrique, ensuite pour le réseau obtenu il faut synthétiser le système mécanique équivalent avec l'équivalence parallèle.

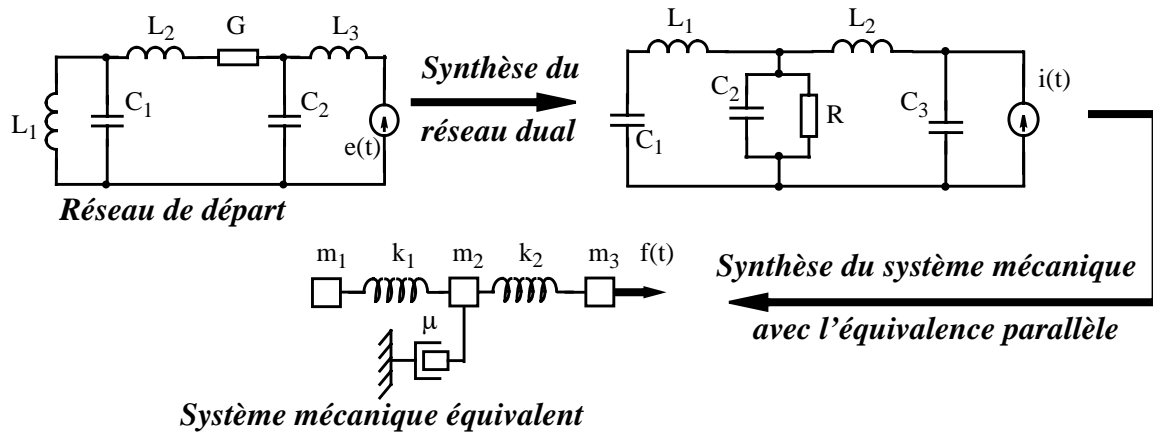


Figure 13. L'algorithme de synthèse d'un système mécanique équivalent pour un réseau électrique donné avec l'équivalence série.

La fig. 13 présente l'ordre des démarches à suivre pour synthétiser un système mécanique équivalent avec l'équivalence série pour le réseau de la fig. 9b.

Résumons les conditions d'existence des systèmes mécaniques équivalents avec l'équivalence série pour un réseau électrique donné.

- *Le réseau doit être planaire.*
- *Le réseau doit contenir des inductances et des sources de tensions indépendantes uniquement dans les branches propres des mailles.*
- *Le réseau ne doit pas contenir de source de courant.*

6. Conclusion. Discussion des résultats obtenus et recommandations pratiques

En pratique, pour un réseau donné, le choix entre les deux équivalences se fait facilement suivant le type de la source qui y est utilisée. Or à l'étape de conception, ce choix doit être fait avant la synthèse du réseau électrique, car il détermine les restrictions sur le réseau, différentes suivant le type choisi. La conception doit aboutir à un réseau, respectant les contraintes imposées par la future transformation en système mécanique équivalent.

Dans le cas où la conception vise un réseau-prototype planaire, les deux équivalences sont également utilisables pour la synthèse. Certes, les réseaux-prototypes seront différents suivant le choix, mais le système mécanique final sera le même si les prototypes réalisent la même fonction de filtrage.

Cependant dans la littérature la préférence est souvent donnée à l'équivalence série. Bien que les réseaux électriques et les systèmes mécaniques équivalents aient des topologies différentes, ce qui complique la perception visuelle de l'analogie, l'équivalence série préserve

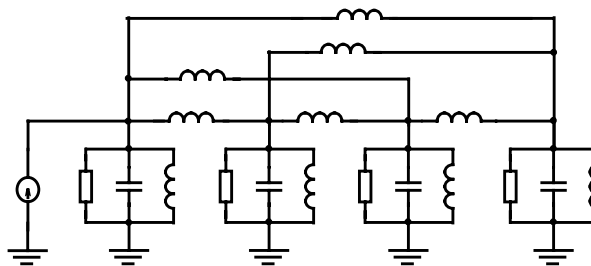


Figure 14. Exemple d'un réseau-prototype non planaire. Seule l'équivalence parallèle peut être utilisée pour la synthèse du système mécanique équivalent.

la relation entre les processus énergétiques se déroulant dans les deux systèmes. Nous suivons cette ligne, et dans la mesure du possible nous utilisons l'équivalence série pour représenter le réseau équivalent d'un système mécanique et vice versa.

Si au niveau de la conception un réseau prototype non-planaire est visé, seule l'équivalence parallèle peut être utilisée. Un exemple d'un tel réseau est un filtre à plusieurs résonateurs couplés de façon complexe (fig. 14). Il est évident, que ce réseau n'est pas planaire, donc il ne possède pas de réseau dual.

Grâce aux résultats obtenus, nous pouvons dorénavant concevoir les architectures de filtres mécaniques en opérant uniquement sur des réseaux électriques. Nous pouvons profiter de l'expérience existante dans la synthèse de réseaux passifs. Lorsque la caractéristique de transfert du réseau-prototype de filtre répond aux spécifications voulues, le schéma final du filtre mécanique peut être synthétisé.

Comme il suit de l'étude effectuée, tous les réseaux électriques n'ont pas un système mécanique équivalent. Pour en avoir un, un réseau doit respecter certaines conditions suivant le type de l'équivalence utilisée. C'est une conclusion très importante. Ceci implique que pour concevoir des filtres mécaniques, on peut se servir des méthodes de synthèse de filtres électriques passifs uniquement dans le cas où elles génèrent des réseaux pour lesquels un système mécanique équivalent existe. Or les méthodes existantes ne tiennent pas forcément compte des contraintes imposées par la conversion de réseau électrique dans le domaine mécanique. Elles peuvent aboutir à des réseaux qui ne peuvent pas être un prototype de filtre mécanique.

Il est donc nécessaire de développer des méthodes de conception de filtres électriques passifs, compatibles avec l'opération de synthèse du système mécanique du filtre. Suite à

nos recherches bibliographiques nous avons constaté, que la seule architecture connue de filtre électrique passif, remplissant ces critères, est celle des résonateurs couplés.

L'application possible de la méthode de conception des systèmes mécaniques par équivalence électromécanique ne se limite pas au filtrage. Les articles [64, 65] présentent une conception de systèmes mécaniques, permettant d'amplifier l'amplitude des oscillations d'un résonateur, excité par un transducteur électrostatique plan en basses fréquences. Les dispositifs sont modélisés par des systèmes mécaniques à paramètres localisés, contenant deux masses. Les auteurs effectuent la conception dans le domaine mécanique. L'utilisation de notre méthode permettrait de simplifier, voire optimiser la conception, car du point de vue électrique la tâche consiste en une simple adaptation d'impédance.

L'équivalence électro-mécanique permet également de simuler les systèmes mécaniques à paramètres localisés par les outils de simulation utilisés pour les circuits électroniques. Grâce aux modèles physiques des transducteurs électro-mécaniques (par exemple, décrits en langage SPECTRE-AHDL), il est possible de simuler des systèmes mixtes électro-mécaniques dans leur intégralité sous environnements tels que Spice, CADENCE etc. (cf. exemple décrit dans le chapitre 3).

Dans le chapitre suivant nous allons montrer l'application de la méthode développée à la conception d'un filtre mécanique complexe.

Chapitre 5. APPLICATION DE LA METHODE D'EQUIVALENCE ELECTROMECHANIQUE A LA CONCEPTION D'UN FILTRE MECANIQUE AVEC DES ZEROS DE TRANSMISSION

1. Introduction : besoin en filtres contenant des zéros de transmission dans la bande coupée

La fonction d'un filtre IF est de sélectionner le canal voulu et d'assurer une réjection des canaux indésirables. Les spécifications de bande coupée des filtres IF indiquent la valeur d'atténuation minimale aux fréquences de ces canaux. Par exemple pour le filtre IF SACFCJ225MRA0X01R11 de MURATA, destiné aux récepteurs GSM, l'atténuation est spécifiée aux fréquences $f_0 \pm 400$ kHz, ± 600 kHz (table 2 de l'introduction). L'espace entre les canaux dans le standard GSM est de 200 kHz. Ainsi pour un canal voulu N à la fréquence f_0 , les canaux $N \pm 2$ et $N \pm 3$ peuvent contenir une émission forte et doivent être atténués par le filtre IF (le canal $N \pm 1$ étant un canal libre, l'atténuation à sa fréquence n'est donc pas critique).

Un filtre à caractéristique de type "pôles seuls" peut bien sûr accomplir cette tâche. Seulement comme la bande coupée d'un tel filtre est plate, la forte atténuation, demandée pour rejeter les canaux indésirables, sera apportée dans toute la bande coupée. Ceci est réalisé au prix d'un ordre élevé du filtre.

Jusqu'à présent toutes les réalisations de filtres micro-mécaniques ont été basées sur l'architecture à résonateurs couplés, générant une caractéristique de ce type.

Cependant, pour être optimale vis-à-vis de la complexité de filtre, la caractéristique de transfert doit contenir des zéros de transmission (pôles d'atténuation) dans la bande coupée aux fréquences des canaux indésirables. Cela permet d'assurer une forte réjection de ces canaux avec un filtre d'ordre plus petit que si l'on se basait sur une caractéristique de type "pôles seuls" (fig. 1).

Nous nous sommes fixés pour objectif de développer une architecture de filtre mécanique dont la caractéristique de transfert possède des zéros de transmission dans la bande coupée. Lors de la synthèse, nous avons utilisé la méthode d'équivalence électromécanique

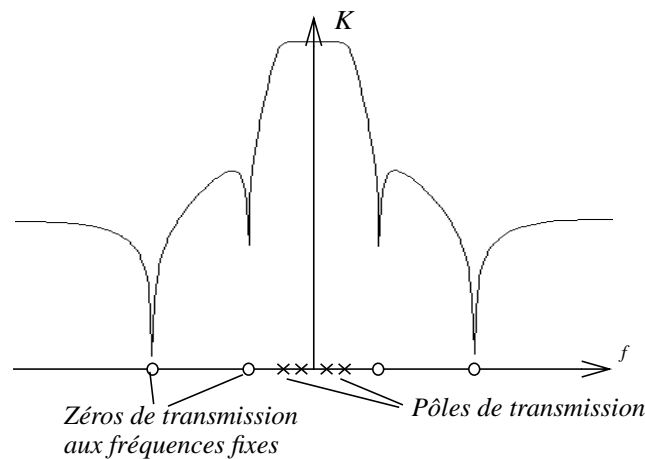


Figure 1. Une caractéristique de transfert de filtre IF avec des zéros de transmission aux fréquences fixes.

exposée dans le chapitre précédent. Toutes les démarches de conception ont été effectuées dans le domaine électrique, avec la prise en compte des restrictions imposées aux réseaux-prototypes des systèmes mécaniques.

Notre étude a abouti sur une architecture de filtre, dont la caractéristique possède des zéros de transmission fixes dans la bande coupée. A cause des difficultés liées à la technologie, le travail n'a pas pu aboutir à une réalisation d'un prototype expérimental. Nous nous sommes donc limités à la conception et à la simulation. Le chapitre contient une description détaillée de la conception d'un filtre avec des zéros de transmission et montre l'approche de dimensionnement des éléments afin d'obtenir un gabarit souhaité. Nous analysons également des aspects pratiques de réalisation dans une technologie MEMS donnée et expliquons pourquoi la réalisation d'un tel filtre est problématique dans le procédé THELMA.

2. Conception de l'architecture du filtre

Nous basons la conception sur l'architecture de réseaux électriques en échelle (*ladder networks*). L'avantage des réseaux de cette famille est une faible sensibilité aux variations de paramètres d'éléments. Ils sont largement utilisés dans le filtrage électrique et il existe une expérience importante de leur synthèse [15, 66, 67].

La fig. 2a présente un réseau électrique à architecture en échelle. Les éléments Z et Y peuvent être remplacés par les dipôles montrés à la fig. 2b ou par leurs combinaisons parallèles ou séries.

Dans la plupart des cas, les réseaux en échelle sont planaires. Leur système mécanique équivalent peut donc être trouvé par l'équivalence parallèle ou série. Pour les raisons men-

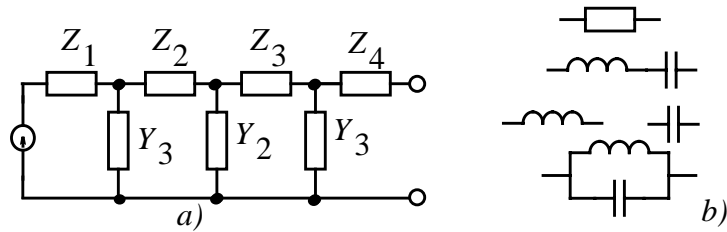


Figure 2. Architecture de réseau en échelle.

tionnées dans le chapitre précédent, l'équivalence série est préférable. Suivant les règles définies dans le paragraphe 4.2 du chapitre 4, pour avoir un système mécanique équivalent, le réseau de la fig. 2a ne doit pas comporter des inductances partagées par deux mailles. Cela implique une interdiction d'utilisation des inductances dans les dipôles Y du réseau : ces dipôles se trouvent dans les branches parallèles et appartiennent systématiquement à deux mailles. Par conséquent ces branches sont uniquement constituées par de capacités et de résistances (fig. 3). Les résistances R_{12} à R_{34} modélisent les pertes associées aux ressorts, ces derniers étant modélisés par des capacités.

Cette restriction sur les branches parallèles est très contraignante. La plupart des méthodes de synthèse des filtres électriques connues génèrent des inductances dans ces branches. Par exemple pour implémenter des zéros de transmission dans la bande d'atténuation, des réseaux LC séries sont souvent placés dans les branches Y . De telles méthodes ne peuvent pas être utilisées pour la conception de filtres mécaniques.

Dans le cas où les éléments Z sont des réseaux LCR série, le réseau se transforme en architecture à résonateurs couplés classique (chapitre 3).

Pour la démonstration de synthèse d'un filtre avec des zéros de transmission, nous allons nous limiter au réseau d'un filtre avec deux cellules (fig. 4).

Pour obtenir des zéros dans la bande coupée, les dipôles Z doivent posséder des pôles d'impédance. Or pour générer les pôles de transmission nécessaires à la constitution de la bande passante, ils doivent également posséder des zéros d'impédance.

Nous proposons d'utiliser dans les branches séries des dipôles possédant en même temps

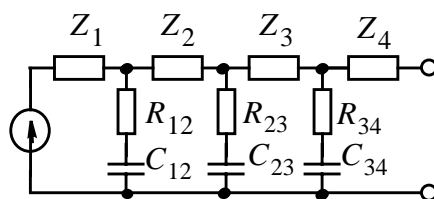


Figure 3. Architecture en échelle qui peut servir de prototype pour un filtre mécanique, avec l'équivalence série.

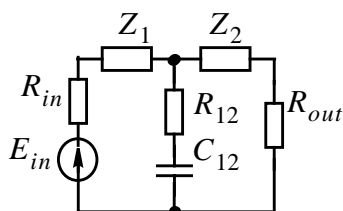


Figure 4. Réseau en échelle avec deux mailles.

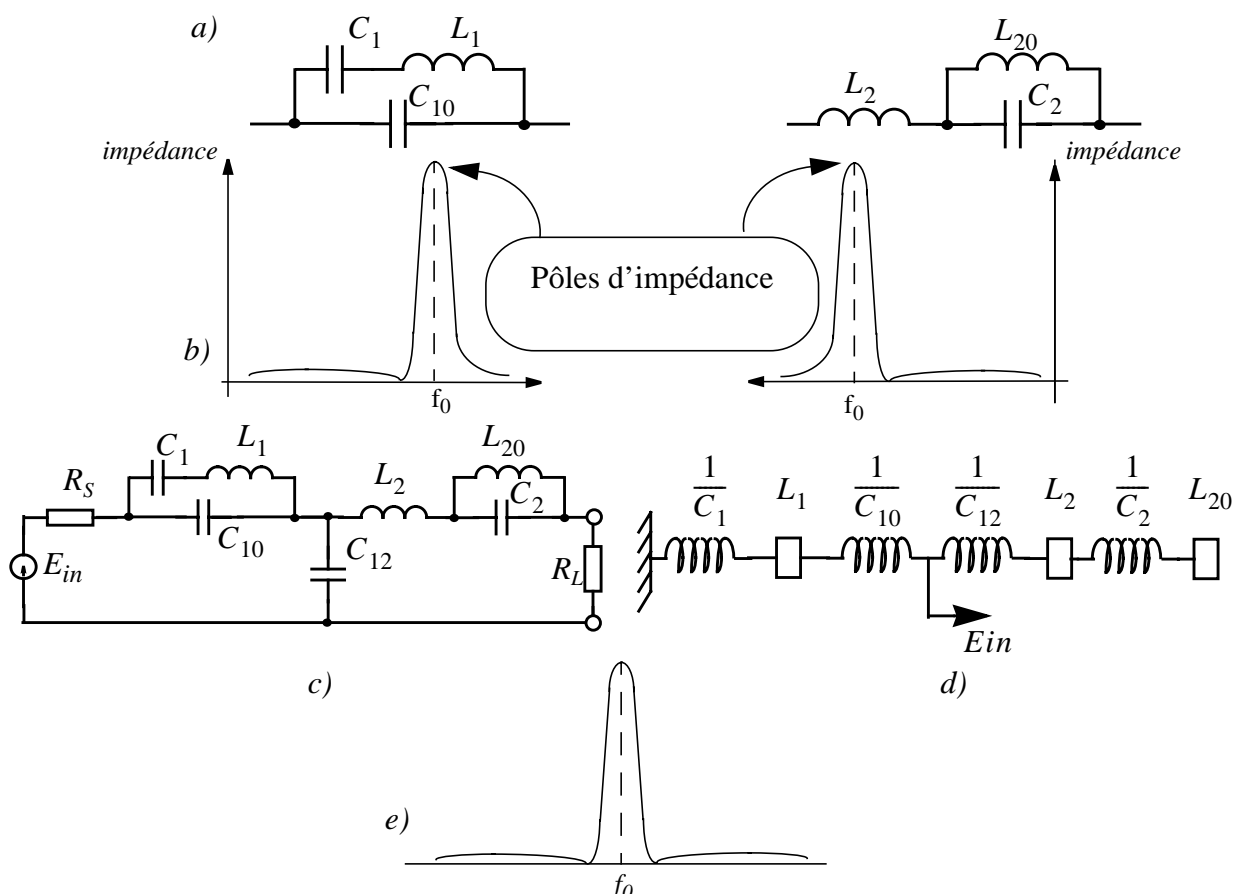


Figure 5. Architecture de filtre avec des zéros de transmission : a) les réseaux élémentaires de troisième ordre permettant d'implémenter des zéros de transmission dans la caractéristique du filtre, b) les graphiques des modules d'impédances de ces réseaux, c) prototype électrique d'un filtre à résonateurs couplés, comportant les réseaux (a) et (b) dans les branches séries, d) schéma de son système mécanique équivalent, e) croquis de la caractéristique de transmission du filtre obtenu

un zéro et un pôle d'impédance. La fig. 5a présente leur schéma électrique. La fig. 5b explique l'évolution du module de leur impédance en fonction de la fréquence. Pour la simplicité, les résistances associées aux éléments ne sont pas représentées. Nous remarquons que les pôles et les zéros d'impédance de ces réseaux se succèdent dans un ordre inverse. Grâce à cela, il est possible d'obtenir les zéros de transmission des deux côtés de la bande passante du filtre.

Les pôles d'impédance sont générés grâce à une résonance parallèle des éléments con-

nectés en parallèle (C_1, L_1, C_{10} et L_{20}, C_2). Leurs fréquences coïncident avec les fréquences des zéros de transmission du filtre final et ne dépendent que des valeurs de ces éléments. Pour cette raison, ces zéros de transmission s'appellent "zéros de transmission à fréquences fixes", afin de les distinguer du cas où les fréquences des zéros dépendent de tous les éléments faisant partie du réseau. La fig. 5c présente le schéma du réseau-prototype du filtre, la fig. 5e contient l'ébauche de sa caractéristique de transfert. Chacun des deux dipôles des branches séries génère un zéro de transmission d'un côté différent de la bande passante. Dans la table 1 nous montrons les expressions pour les fréquences de résonance série et parallèle des réseaux C_1, L_1, C_{10} et L_{20}, C_2, L_2 . La fig. 5d montre le schéma mécanique équivalent du filtre. Il a été synthétisé à partir du schéma électrique par la méthode présentée dans le chapitre précédent.

Table 1. Fréquences des résonances série et parallèle des réseaux élémentaires de la fig. 5a.

	Réseau C_1, L_1, C_{10}	Réseau L_{20}, C_2, L_2
Résonance parallèle	$f_p = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_1 \frac{C_1 C_{10}}{C_1 + C_{10}}}}$	$f_p = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{C_2 L_{20}}}$
Résonance série	$f_s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$	$f_s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{C_2 \frac{L_2 L_{20}}{L_2 + L_{20}}}}$

3. Dimensionnement du filtre

Une fois l'architecture du réseau prototype trouvée, il reste à déterminer les valeurs des éléments nécessaires pour obtenir une caractéristique de transmission voulue. La façon la plus simple est d'utiliser un logiciel de CAO permettant de trouver les valeurs optimales des paramètres de réseau afin d'approximer au mieux les spécifications données. Les outils de ce type permettent également de prendre en compte les limitations technologiques, par exemple la plage des valeurs autorisées pour certains paramètres. Il est possible de faire une optimisation de plusieurs paramètres, par exemple la fonction de transfert, le délai de groupe et l'impédance. Nous recommandons cette approche pour toute application commerciale.

Cependant, dans ce chapitre nous souhaitons montrer comment trouver analytiquement

les valeurs des paramètres pour un réseau simple, contenant deux mailles. Cette démonstration permettra de comprendre le rôle de chacun des éléments dans la définition de la caractéristique de transmission. Nous démontrerons qu'il est possible de paramétrer le réseau pour des spécifications données (un logiciel de CAO ne peut trouver une solution que s'il en existe une, cette démonstration est donc nécessaire). De plus ces calculs permettent de déterminer les valeurs approximatives des paramètres du réseau, qui peuvent servir comme points initiaux pour l'algorithme d'optimisation.

3.1 Synthèse du prototype de filtre sans zéros de transmission

Nous commençons la synthèse du filtre avec des zéros de transmission par la synthèse d'un filtre à résonateurs couplés classique. Ce réseau servira de prototype pour la synthèse du filtre final. En omettant la description de la synthèse du réseau, qui est décrite maintes fois dans la littérature [15], nous donnons ici directement le schéma du filtre à résonateurs couplés (fig. 6). Le réseau électrique présenté est, bien sûr, le réseau électrique équivalent du filtre mécanique.

Les résistances modélisent les pertes dans les ressorts et éventuellement les pertes visqueuses dans les nœuds mobiles. Les valeurs de paramètres des éléments (masses, ressorts) correspondent aux plages de valeurs disponibles dans le procédé THELMA. Nous avons supposé que le coefficient de qualité des résonateurs isolés est proche de 1000. Cela nous a permis de calculer les valeurs des résistances R_1 et R_2 . Les résistances de terminaison (R_{in}

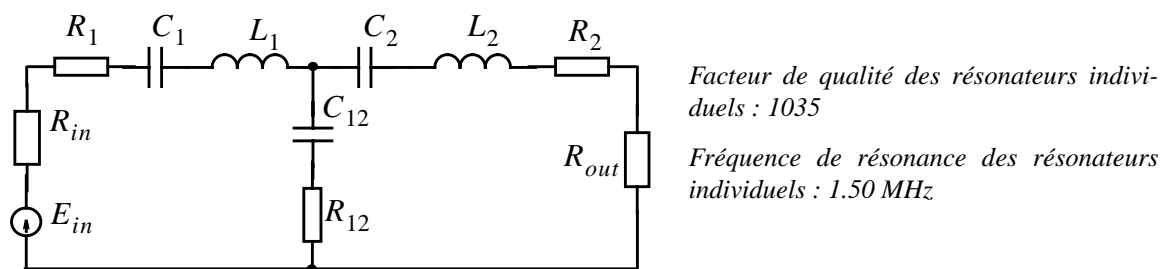


Figure 6. Schéma électrique équivalent du filtre-prototype synthétisé.

Table 2. Valeurs des paramètres d'éléments du filtre utilisés pour les simulations.

R_1, R_2	L_1, L_2	C_1, C_2	R_{in}, R_{out}	C_{12}	R_{12}
100 nΩ	11.0 pH	1.023 mF	600 nΩ	105 mF	5 nΩ

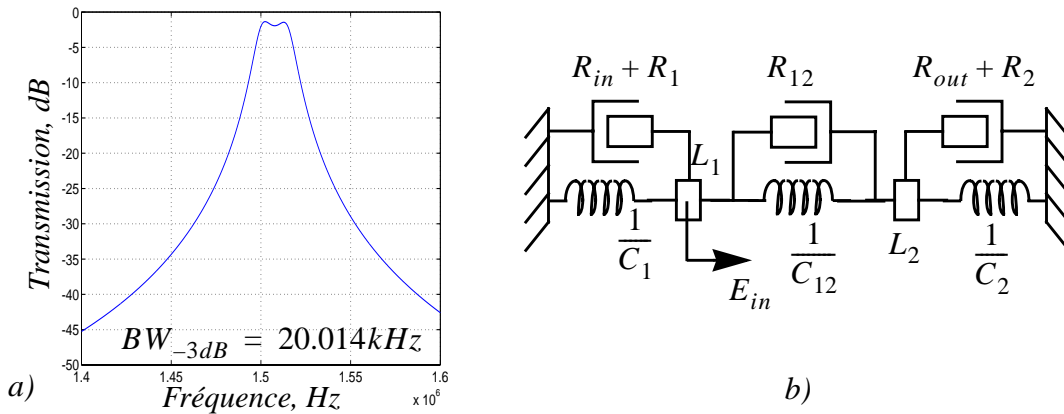


Figure 7. a) Caractéristique de transmission simulée du filtre-prototype de la fig. 6.
b) schéma mécanique équivalent du filtre-prototype.

et R_{out}) représentent les résistances électriques placées en série avec les transducteurs capacitifs d'entrée et de sortie. Dans le domaine mécanique elles sont équivalentes aux amortisseurs localisés. Les facteurs d'amortissement dépendent des valeurs de résistances et des coefficients de transduction des transducteurs électrostatiques d'entrée-sortie (cf. paragraphe 2.1.6 du chapitre 2) [23].

Nous négligeons les pertes associées à la capacité (au ressort) de couplage : comme le ressort de couplage est beaucoup plus souple que les résonateurs (cf. le paragraphe 2.2 du chapitre 3), ses pertes sont beaucoup plus faibles.

La fig. 7 présente la caractéristique de transfert du filtre synthétisé et son schéma mécanique. La fréquence centrale du filtre est légèrement supérieure à celle des résonateurs individuels. Ce phénomène est dû à la présence du ressort de couplage, qui s'ajoute à la rigidité propre du résonateur (cf. chapitre 3, paragraphe 2.1).

3.2 Introduction des éléments générant des zéros de transmission

On souhaite introduire des zéros de transmission aux fréquences 1.45 MHz et 1.55 MHz ($f_o \pm 50 kHz$) dans la caractéristique du filtre. Pour cela, il faut ajouter au réseau de la fig. 7 une capacité C_{10} et une inductance L_{20} comme c'est montré au paragraphe 2 (fig. 5c). Dans ce schéma nous montrons toutes les résistances modélisant les pertes associées aux éléments réactifs de ce réseau électrique (système mécanique).

Pour déterminer les paramètres des éléments C_{10} et L_{20} , nous suivons le raisonnement suivant. Dans l'architecture de filtre à résonateurs couplés, la bande passante est générée grâce aux pôles des résonateurs individuels du filtre. Rappelons que les résonateurs individuels du filtre incluent l'élément de couplage. Pour que les performances du filtre soient

optimales, les pôles des résonateurs individuels doivent se trouver à la même fréquence (cf. paragraphe 2 du chapitre 3). Autrement dit les fréquences de résonance série des résonateurs individuels du filtre doivent être les mêmes. Comme montrent les calculs et la simulation, ce principe, vrai pour un filtre construit à partir des résonateurs LC du second ordre, est également valable pour notre cas.

Par conséquent, après l'introduction des éléments C_{10} et L_{20} dans le réseau de la fig. 6, les fréquences de résonance série de résonateurs individuels du filtre doivent rester accordées. Les résonateurs individuels du nouveau filtre sont constitués par les éléments des mailles 1 et 2, i. e. par les éléments C_1, L_1, C_{10}, C_{12} et par les éléments C_2, L_2, L_{20}, C_{12} . Par contre, les fréquences des zéros de transmission sont déterminées uniquement par la fréquence de résonance parallèle des éléments C_1, L_1, C_{10} et C_2, L_2, L_{20} (circuits "bouchon").

Nous avons essayé deux approches de dimensionnement. La première consiste à accorder uniquement les fréquences de résonance série des résonateurs isolés, i. e. constitués uniquement par les éléments des branches séries sans prise en compte de la capacité de couplage. Cette approche a pour avantage sa simplicité : les calculs utilisent uniquement les formules de la table 1. Le défaut de la méthode est son imprécision. Comme les résonateurs isolés $C_1L_1C_{10}$ et $C_2L_2L_{20}$ ont des architectures différentes, la capacité C_{12} connectée en série avec ces dipôles modifie différemment leur fréquence de résonance série. Par conséquent même si les fréquences de résonance série des résonateurs isolés $C_1L_1C_{10}$ et $C_2L_2L_{20}$ sont accordées, les résonateurs du filtre $C_1L_1C_{10}C_{12}$ et $C_2L_2L_{20}C_{12}$ ont leur zéro d'impédance aux fréquences différentes.

La deuxième approche de dimensionnement prend en compte l'élément de couplage (la capacité C_{12}). Elle permet ainsi un dimensionnement précis du filtre.

Dans les deux paragraphes suivants nous montrerons ces deux approches sur l'exemple du réseau de la fig. 5c. Nous exposerons brièvement l'acheminement des calculs analytiques et en montrerons les résultats. Lors de l'analyse nous ne prenons pas en compte les pertes (les résistances), car sinon les calculs ne seraient pas possibles à cause de la complexité des équations. Rappelons que la démonstration que nous allons faire ne sert qu'à indiquer la voie à suivre pour dimensionner approximativement le filtre et pour montrer le rôle des éléments dans la définition de la fonction de transfert. Le dimensionnement final doit se faire par un logiciel de CAO approprié.

3.3 Dimensionnement approximatif: accord des résonateurs individuels isolés

Dimensionnement du résonateur $L_1C_1C_{10}$. La fréquence du zéro d'impédance (du pôle du résonateur) est définie uniquement par les éléments L_1C_1 , ainsi nous gardons les mêmes valeurs que pour le filtre-prototype de la fig. 7b. Il reste à déterminer la valeur de la capacité C_{10} de façon à placer le pôle d'impédance à la fréquence souhaitée du zéro de transmission :

$$f_{p1} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{C_1C_{10}}{L_1(C_1 + C_{10})}}} \Rightarrow C_{10} = \frac{C_1}{C_1(2\pi f_{p1})^2 L_1 - 1} \quad (3.1)$$

Pour $f_{p1} = 1.55 \text{ MHz}$ nous obtenons $C_{10} = 15.097 \text{ mF}$.

Dimensionnement du résonateur $L_2C_2L_{20}$. Dans ce réseau la fréquence du pôle d'impédance (la fréquence du zéro de transmission) est définie uniquement par les éléments C_2L_{20} . En prenant $C_2=C_1$, nous avons pour L_{20} :

$$L_{20} = \frac{1}{(f_{p2}2\pi)^2 C_2} \quad (3.2)$$

Pour $f_{p2} = 1.45 \text{ MHz}$ nous obtenons $L_{20} = 11.77 \text{ pH}$.

La fréquence du zéro d'impédance (la fréquence de résonance série ou la fréquence du pôle de résonateur) est définie par les trois éléments $L_2C_2L_{20}$:

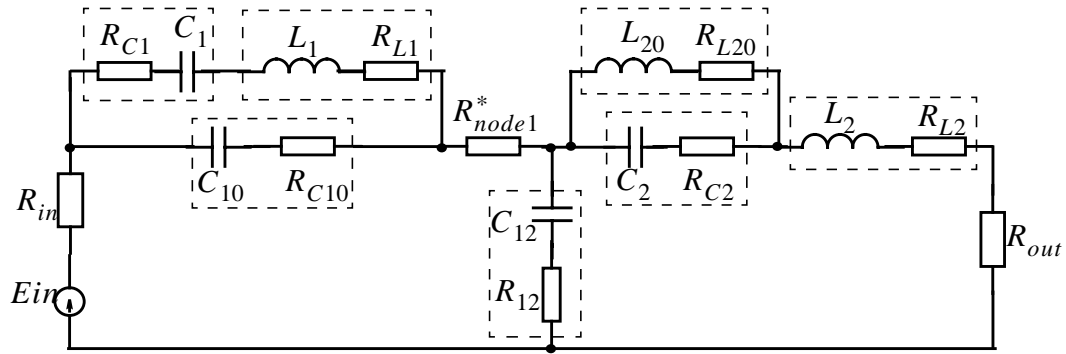
$$f_s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{L_2L_{20}}{C_2^2 L_2 + L_{20}}}} \Rightarrow L_2 = \frac{L_{20}}{L_{20}(2\pi f_s)^2 C_2 - 1} \quad (3.3)$$

Pour $f_s = 1.5 \text{ MHz}$ $L_2 = 167.83 \text{ pH}$.

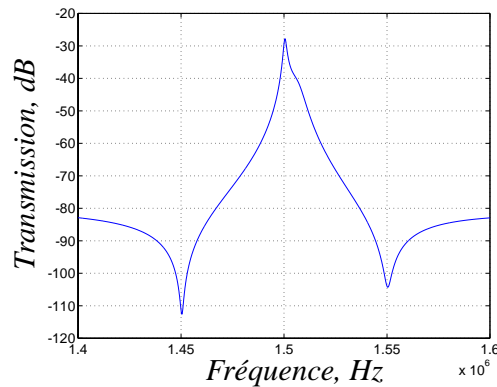
Le schéma électrique du filtre dimensionné est présenté à la fig. 8a. Dans la table 3 nous montrons les valeurs des éléments utilisées dans la simulation.

La caractéristique de transfert simulée du filtre est présentée fig. 8b. On y observe deux zéros de transmission aux fréquences 1.45 MHz et 1.55 MHz. Comparé au filtre-prototype sans zéros de transmission (fig. 7), le filtre obtenu possède une bande passante beaucoup plus étroite et la transmission dans la bande passante plus faible. De plus la bande passante est distordue.

La distorsion de la bande passante s'explique par le désaccord des fréquences de résonance série des résonateurs individuels du filtre. Elles sont différentes à cause de la présence de la capacité de couplage qui n'a pas été prise en compte lors des calculs.



a)



b)

Figure 8. a) Schéma d'un filtre avec des zéros de transmission; b) caractéristique de transmission simulée de ce filtre, avec les paramètres des éléments montrés dans la table 3.

Table 3. Valeurs des paramètres d'éléments du filtre simulé.

L_1	L_2	L_{20}	C_1, C_2	C_{10}	R_{C1}, R_{C2}	R_{in}, R_{out}	C_{12}	R_{12}
11.0 pH	167.83pH	11.77pH	1.023 mF	15.097mF	100 nΩ	600 nΩ	105 mF	5 nΩ

La baisse du niveau de transmission dans la bande passante et la modification de sa largeur sont imputables à l'architecture du résonateur $L_2C_2L_{20}C_{12}$. Nous en parlerons plus en détail dans les paragraphes suivants.

3.4 Dimensionnement précis : accord des résonateurs individuels du filtre

Nous souhaitons accorder les fréquences de résonance série des résonateurs individuels du filtre $C_1L_1C_{10}C_{12}$ et $C_2L_2L_{20}C_{12}$ à la fréquence centrale du filtre (1.5 MHz). En même temps nous souhaitons que ces résonateurs aient leur pôle d'impédance aux fréquences de zéros de transmission 1.45 MHz et 1.55 MHz. Les réseaux électriques des résonateurs sont donnés à la fig. 9. Notons que les fréquences de pôles d'impédances des résonateurs ne dépendent pas des capacités de couplage et sont les mêmes que pour les résonateurs individuels isolés.

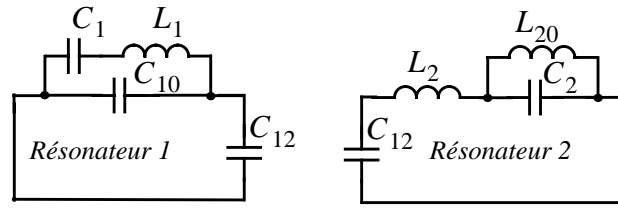


Figure 9. Schémas des résonateurs individuels du filtre de la fig. 8, la capacité de couplage est prise en compte.

3.4.1. Etude des résonateurs individuels du filtre

Analyse du résonateur $L_1C_1C_{10}C_{12}$. Calculons la fréquence de résonance série de ce résonateur.

La formule (3.4) donne l'impédance du résonateur :

$$Z_{11} = \frac{\left(\frac{1}{pC_1} + pL_1\right)\frac{1}{pC_{10}}}{\frac{1}{pC_1} + pL_1 + \frac{1}{pC_{10}}} + \frac{1}{pC_{12}} = 0; \quad (3.4)$$

De cette équation nous obtenons une seule fréquence de résonance série du réseau :

$$\omega_1 = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{C_1}{C_{12} + C_{10}}}, \quad (3.5)$$

où $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1}}$ est la fréquence de résonance série du sous-réseau L_1C_1 .

Analyse du résonateur $L_2C_2L_{20}C_{12}$. L'impédance du réseau est donnée par la formule (3.6) :

$$Z_{22} = pL_2 + \frac{1}{pC_2} + pL_1 \parallel \frac{1}{pC_2} = \frac{\left(pL_2 + \frac{1}{pC_{12}}\right)\left(pL_{20} + \frac{1}{pC_2}\right) + \frac{L_{20}}{C_2}}{pL_{20} + \frac{1}{pC_2}} = 0 \quad (3.6)$$

De cette équation assez complexe nous trouvons deux fréquences de résonance série du réseau :

$$\omega_{s2(1,2)}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{L_2C_{12}} + \frac{1}{C_2 \frac{L_2L_{20}}{L_2 + L_{20}}} \right) \mp \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{L_2C_{12}} + \frac{1}{C_2 \frac{L_2L_{20}}{L_2 + L_{20}}} \right)^2 - \frac{4}{L_2C_{12}L_{20}C_2}} \quad (3.7)$$

Le réseau possède donc deux zéros d'impédance. Pour un réseau paramétré correctement l'un se trouve à la fréquence centrale du filtre tandis que l'autre se trouve à une fréquence

plus basse.

Cette résonance série en basse fréquence est indésirable pour le filtre car elle génère un pôle parasite dans la bande coupée. Heureusement ce pôle se produit à une fréquence éloignée de la fréquence centrale, comme le montrent les calculs. Pour les valeurs d'éléments obtenues au paragraphe 3.3, la fréquence du zéro d'impédance "utile" est proche de 1.5 MHz tandis que la fréquence du second zéro d'impédance est de 30 kHz.

3.4.2. Dimensionnement des résonateurs

Les calculs montrent que pour un réseau dimensionné suivant l'approche 1, la fréquence de pôle du résonateur $L_1C_1C_{10}C_{12}$ est supérieure de 7 kHz à la fréquence du pôle du résonateur $L_2C_2L_{20}C_{12}$ (ces calculs ne sont pas présentés ici). Pour les accorder, il suffit de choisir les paramètres des éléments de résonateurs d'une façon appropriée, afin que les équations (3.5) et (3.7) donnent les mêmes valeurs de fréquence. Vu le nombre de paramètres d'ajustement, plusieurs approches sont possibles. Sans prétendre à l'exclusivité, nous proposons ici deux méthodes pour accorder les résonateurs.

1) Nous laissons les paramètres des deux résonateurs tels qu'ils ont été calculés au paragraphe 3.3 et modifions la fréquence de résonance série du résonateur $L_1C_1C_{10}C_{12}$ en y ajoutant une capacité d'ajustement C_t (fig. 10).

La fréquence de résonance série du réseau $L_1C_1C_{10}C_{12}$ ω_{st} est alors égale à

$$\omega_{st} = \omega_{ps} \sqrt{\left(1 + \frac{C_1}{\frac{C_{12}C_t}{C_{12} + C_t} + C_{10}} \right)}, \quad (3.8)$$

Cette capacité d'ajustement doit contribuer à baisser la fréquence de zéro d'impédance, donc sa valeur doit être négative. Ceci n'est pas gênant car dans le domaine mécanique un

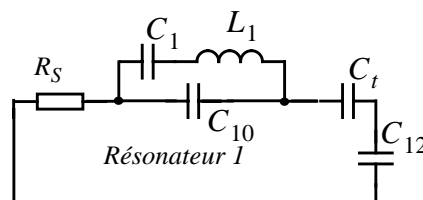


Figure 10. Schéma du résonateur 1 avec la capacité d'ajustement C_t .

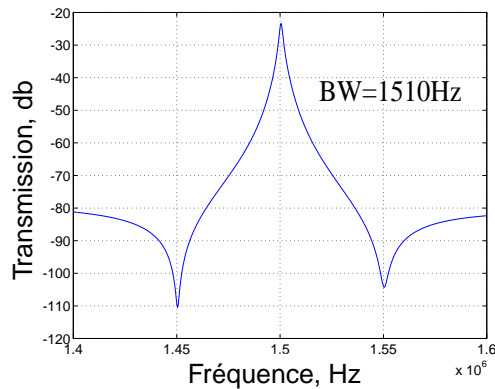


Figure 12. Caractéristique de transfert du filtre avec la capacité $C_t = -105.4535$ m. Les autres paramètres ont les valeurs indiquées dans la table 3.

ressort à rigidité négative entre en nœud mécanique et une référence fixe peut être réalisé par un transducteur électrostatique non-linéaire (cf. paragraphe 2.1.4 du chapitre 2).

De la formule (3.8) les calculs donnent la valeur de cette capacité :

$$C_t = \frac{1}{\left(\frac{C_1}{\left(\frac{\omega_{s22}}{\omega_0} \right)^2 - 1} - C_{10} \right) - \frac{1}{C_{12}}} = -105.4535 \text{ mF}, \quad (3.9)$$

où ω_{s22} est la fréquence de résonance série du réseau $L_2 C_2 L_{20} C_{12}$ et donc celle souhaitée pour le réseau $L_1 C_1 C_{10} C_{12}$.

Le schéma modifié du filtre est présenté à la fig. 11, la caractéristique de transmission du filtre avec la capacité C_t de la valeur calculée est montrée à la fig. 12.

La caractéristique ne possède qu'un maximum. Cela témoigne un appariement parfait des fréquences de résonance série des résonateurs (ce qui a été recherché), mais également

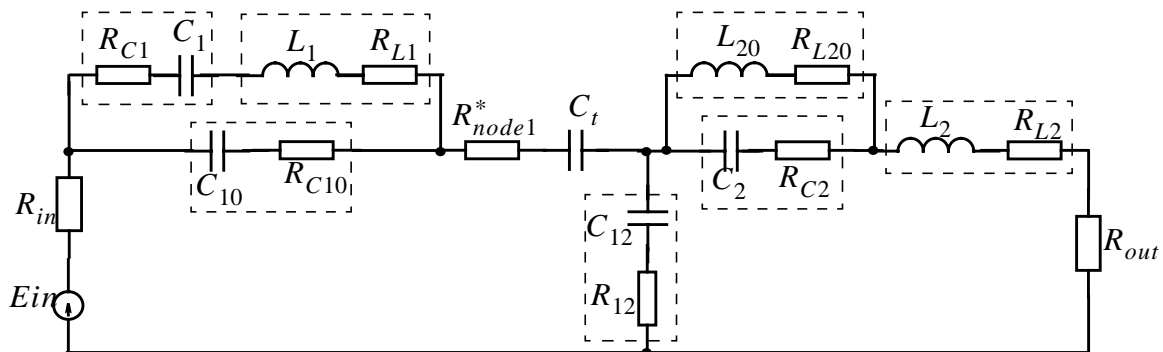


Figure 11. Schéma électrique du filtre avec la capacité C_t .

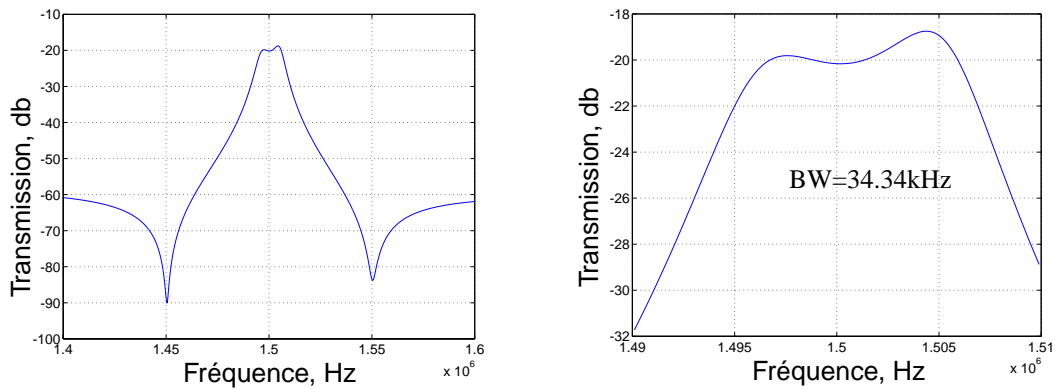


Figure 13. Caractéristique de transmission du filtre de la fig. 11a avec $C_{12}=10$ mF, $C_t=-10.0041$ mF.

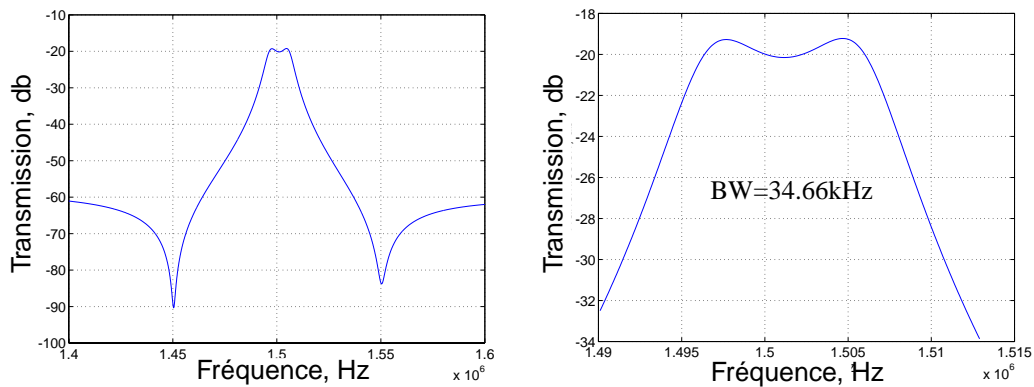


Figure 14. Caractéristique de transmission du filtre de la fig. 11a avec $C_{12}=10$ mF et la valeur de C_t ajustée de -10.13 mF.

un régime de couplage faible (cf chapitre 3, paragraphe 2). Pour ramener la bande passante à une largeur proche de celle du filtre prototype (fig. 6, 7), nous augmentons le couplage en attribuant à la capacité C_{12} une valeur de 10 mF.

Cette modification affecte les fréquences de résonance série des deux résonateurs, donc la capacité d'ajustement C_t doit être recalculée. Nous obtenons $C_t=10.0041$ mF. Le graphique de la fonction de transfert est montré à la fig. 13.

Comme les résistances du réseau n'ont pas été prises en compte lors du calcul des fréquences de résonance série, une légère erreur est présente dans les fréquences définies par les formules (3.5) et (3.7). Cela explique la distorsion de la bande passante observée à la fig. 13.

Le calcul numérique précis donne pour la capacité C_t une valeur de 10.13 mF. La nouvelle caractéristique du filtre est donnée à la fig. 14. Elle contient une bande passante formée par deux pôles et deux zéros de transmission aux fréquences visées, ce qui a été le but de cette étude.

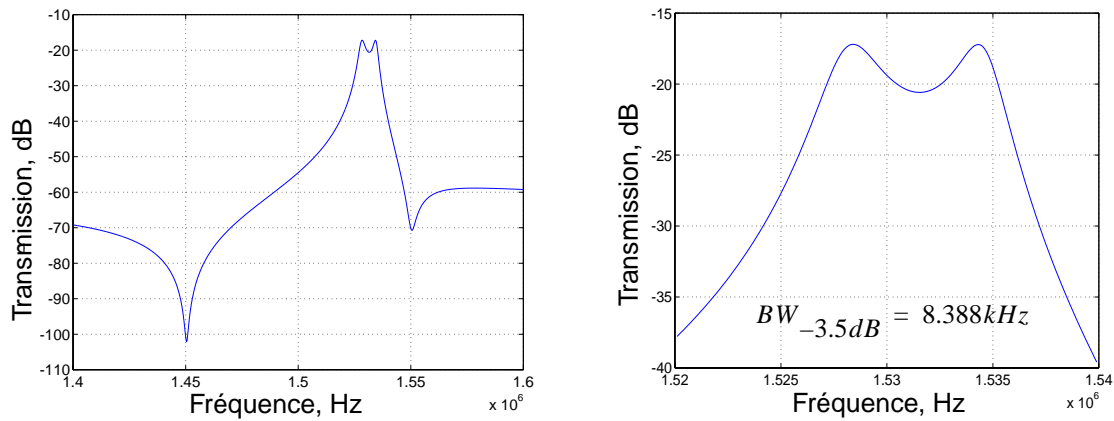


Figure 15. Caractéristique de transmission de filtre avec $C_{12}=10$ mF, $L_2=102.2$ pF.

2) La deuxième méthode d'appariement des fréquences de résonance série des résonateurs du filtre consiste à augmenter la fréquence de résonance du résonateur $L_2C_2L_2C_{12}$ en modifiant l'inductance L_2 . Les calculs sont très complexes, nous utilisons donc une méthode numérique pour calculer la valeur nécessaire de L_2 [68]. Dans ce calcul nous prenons en compte les résistances du réseau. La valeur obtenue est de 102.2 pF, la caractéristique est montrée à la fig. 15.

Nous avons montré comment dimensionner le filtre par un raisonnement analytique afin d'obtenir une fonction de transfert voulue. Nous avons montré qu'un dimensionnement est possible et que la caractéristique de transmission du réseau possède des zéros de transmission dans la bande coupée.

Comme montre l'exposé du présent paragraphe, le calcul des paramètres d'éléments du filtre par une méthode analytique est une tâche fastidieuse. Une méthode numérique ou un logiciel de CAO peuvent considérablement simplifier la procédure.

4. Niveau de transmission dans la bande passante

En comparant le niveau de transmission dans la bande passante du filtre-prototype (fig. 6, 7) avec celui du filtre final (fig. 8, 11, 13, 14), nous remarquons une différence importante d'environ 20 dB. Le filtre avec des zéros de transmission possède une atténuation plus grande dans la bande passante. Quelle est la source de cette détérioration ?

Comme cela a été montré dans le paragraphe 2 du chapitre 3, à la fréquence centrale, le filtre à résonateurs couplés de la fig. 6 est équivalent à une résistance, connectée entre l'entrée et la sortie du filtre et égale à la somme de R_1 et R_2 . D'après la formule (2.17) du

paragraphe 2.1.7 du chapitre 2, les pertes dans la bande passante d'un tel filtre sont égales à -1.3 dB.

Pour estimer la transmission dans la bande passante du filtre avec des zéros de transmission (fig. 8a), nous trouvons les impédances de ses résonateurs individuels à la résonance série, i. e. à la fréquence centrale du filtre. Dans ce calcul nous ne prenons pas en compte la capacité de couplage C_{12} : la simulation montre qu'elle affecte peu l'impédance des résonateurs (elle a une grande valeur et connectée en série avec les résonateurs). Le but de cette analyse est d'expliquer qualitativement la baisse de la transmission sans forcément donner sa valeur exacte.

Pour le résonateur $L_1C_1C_{10}$, seuls les éléments L_1C_1 participent dans la résonance série. L'impédance du réseau à la résonance série est égale à :

$$Z_{C_1L_1C_{10}} = \frac{\left(\frac{1}{pC_1} + pL_1 + R_{C1}\right)\frac{1}{pC_{10}}}{\frac{1}{pC_1} + pL_1 + R_{C1} + \frac{1}{pC_{10}}} = \frac{R_{C1}\frac{1}{j\omega_s C_{10}}}{R_{C1} + \frac{1}{j\omega_s C_{10}}} \approx R_{C1}, \quad (4.1)$$

où ω_s est la fréquence de résonance série du réseau L_1C_1 . On suppose que

$$R_{C10} \gg \frac{1}{\omega_s C_{10}}. \quad (4.2)$$

Considérons maintenant l'impédance du résonateur $C_2L_2L_{20}$.

$$Z_{C_2L_2L_{20}} = \left| pL_2 + \frac{\left(\frac{1}{pC_2} + R_{C2}\right)pL_{20}}{\frac{1}{pC_2} + R_{C2} + pL_{20}} \right|_{p = j\frac{1}{\sqrt{\frac{L_2L_{20}}{L_2 + L_{20}}}}C_2} \approx R_{C2}\left(1 + \frac{L_2}{L_{20}}\right)^2, \quad (4.3)$$

Pour obtenir ce résultat, nous négligeons R_{C2} devant les impédances des éléments réactifs à la fréquence de résonance. L'impédance du deuxième résonateur à la fréquence de résonance est alors beaucoup plus grande que la résistance R_{C1} à cause d'un rapport supérieur à 10 entre les inductances L_2 et L_{20} . Pour les valeurs d'éléments de la table 3 cette impédance est égale à

$$Z_{C_2L_2L_{20}} \Big|_{\omega = \omega_s} = 26 \cdot 10^{-6} \Omega.$$

Nous pouvons estimer la valeur théorique de la transmission dans la bande passante :

$$IL = 20 \log \left(\frac{R_{in} + R_{out}}{R_{in} + R_{out} + Z_{C_2 L_2 L_{20}} \Big|_{\omega = \omega_s} + Z_{C_1 L_1 C_{10}} \Big|_{\omega = \omega_s}} \right) = -27.2 \text{ dB.}$$

La transmission estimée est proche de celle observée sur les caractéristiques des figures 8, 13, 14, 15. L'erreur est due au fait que cette estimation est très approximative : la capacité de couplage n'a pas été prise en compte et les résonateurs ont été considérés d'une façon indépendante l'un de l'autre.

Ce calcul a démontré que c'est le deuxième résonateur qui est responsable de la baisse du niveau de transmission : son impédance à la fréquence de résonance est largement supérieure à la résistance modélisant les pertes dans ce résonateur. C'est une propriété intrinsèque au réseau *LLC* de ce type. Elle est souvent utilisée pour une adaptation d'impédance d'une valeur faible à une forte valeur. Dans notre cas cette propriété détériore les performances du filtre.

L'affaiblissement du niveau de transmission dans la bande passante est un désavantage de l'architecture proposée.

5. Aspects de réalisation des éléments mécaniques réels

5.1 Réalisation du ressort de couplage

Le couplage entre deux résonateurs peut être effectué par un ressort électrostatique, introduit dans le chapitre 3. La rigidité nécessaire du ressort de couplage est assez faible (100 Nm^{-1} pour la capacité $C_{12} = 10 \text{ mF}$). Ainsi en cas d'absence de la capacité parasite à la masse, pour un coupleur symétrique la formule (3.47) se transforme en :

$$k_{12} = -\frac{V_1 V_2 C_0}{d_0^2} \frac{1}{2} \quad (5.1)$$

Pour un transducteur d'une longueur de $50 \mu\text{m}$ et de gap de $0.2 \mu\text{m}$ nous obtenons $k_{12} = -0.4148 V_1 V_2 \text{ (Nm}^{-1}\text{)}$. Pour obtenir la rigidité de 100 Nm^{-1} il est nécessaire d'appliquer $V_1 = -V_2 = 15.5 \text{ V}$. Si la capacité entre le nœud commun et la masse est égale à 0.3 pF (valeur assez faible par rapport à celles qui ont été présentées dans le chapitre 3, mais réalisable), les tensions nécessaires sont de 45 V .

Ainsi, le schéma mécanique du filtre, montré à la fig. 5d, se transforme en schéma de la fig. 16. Nous sommes obligés d'ajouter un ressort de suspension car sans lui le résonateur $L_2 \frac{1}{C_2} L_{02}$ n'aurait pas de point d'attache avec la référence fixe. La rigidité de ce ressort doit être beaucoup plus faible que celle du ressort $\frac{1}{C_2}$, afin de ne pas modifier la position des

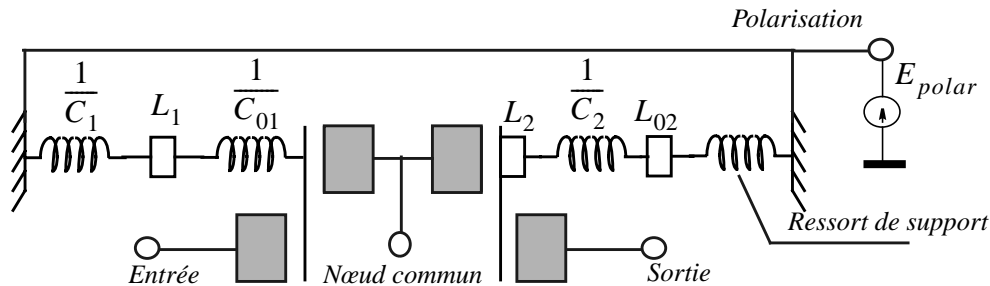


Figure 16. Schéma du filtre électromécanique avec les zéros de transmission. Un coupleur électrostatique est utilisé pour le couplage.

pôles et des zéros du filtre.

5.2 Prise en compte des non-idéalités des éléments mécaniques

Nous avons réalisé ce filtre dans le procédé de ST Microelectronics. Malheureusement le dispositif n'a pas été opérationnel. Une étude a relevé deux facteurs principaux qui n'ont pas été pris en compte lors de la conception du filtre. Le premier est la non-idéalité des ressorts faits à partir des poutres. Les deux paragraphes suivants expliquent en détail les problèmes liés au fonctionnement des ressorts réels en hautes fréquences. Le deuxième facteur est une maîtrise insuffisante du procédé de fabrication, ce qui a empêché l'implantation précise des paramètres d'éléments mécaniques. Cette imprécision est liée à la variation de la sous-gravure suivant la géométrie des éléments. L'action de la sous-gravure sur les motifs simples de grandes dimensions est prévisible. Or pour de motifs fins elle agit d'une façon plus complexe, sans que l'on puisse connaître son effet à l'étape de la conception. Ainsi, les masses sont réalisées sous forme de brique en couche structurale. Comme elles ont souvent une grande surface, des trous sont nécessaires pour pouvoir les libérer. Ces trous subissent une sous-gravure d'une largeur plus faible que s'il s'agissait d'un bord droit extérieur d'un élément ouvert : les produits chimiques de la gravure s'en évacuent plus difficilement.

La largeur de la sous-gravure de $0.6 \mu\text{m}$ est donc une valeur nominale. Elle peut varier suivant la géométrie du motif ou d'un run à l'autre de $\pm 0.1 \mu\text{m}$ (valeur fournie par le ST Microelectronics). Pour cette raison la réalisation d'un système mécanique avec un grand nombre d'éléments, nécessitant un dimensionnement précis et absolu, est très difficile dans le procédé THELMA.

5.2.1 Etude d'un ressort réel réalisé à partir d'une poutre mécanique

Dans les paragraphes précédents de ce chapitre nous avons considéré tous les éléments mécaniques comme étant idéaux et à paramètres localisés. C'est loin d'être le cas en pratique. En réalité, seules les masses ont un comportement proche de l'idéal. Les ressorts possèdent toujours une masse distribuée, qui génère une inertie lors des oscillations. Cette masse modifie donc "l'impédance mécanique" des ressorts.

Dans ce paragraphe nous analysons une poutre réelle utilisée comme ressort mécanique, et déterminons l'influence de sa masse distribuée sur son comportement lors d'une vibration.

Considérons une poutre en mode de flexion, encastree dans un bout et sollicitée dans l'autre (fig. 17).

Cette poutre possède une masse $M = \rho h l w$, elle peut être représentée comme un système électrique ou mécanique à paramètres localisés (fig. 18).

Le système mécanique de la fig. 18a ne peut être considéré comme un pur ressort que sous certaines conditions. Cela est facile de mettre en évidence sur son réseau électrique équivalent LCR série (fig. 18b). Déterminons quand la composante capacitive domine son impédance. Il est évident, que cela arrive quand l'impédance de la capacité est supérieure à celles des deux autres éléments :

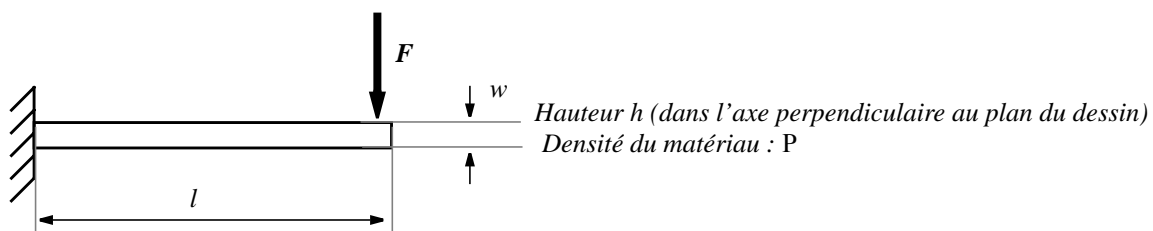


Figure 17. Ressort mécanique réel de type poutre en flexion.

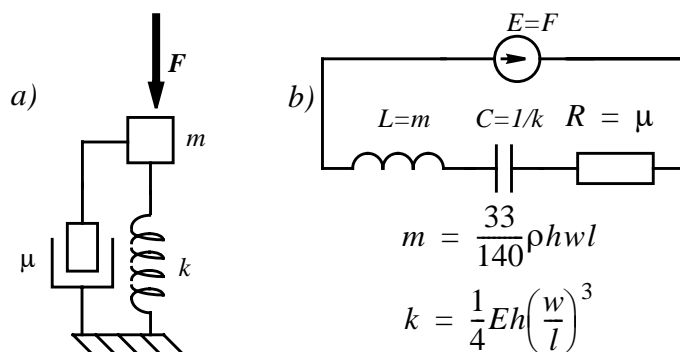


Figure 18. Modèle électrique et mécanique d'une poutre encastree-libre [37].

$$\frac{1}{\omega C} \gg R \text{ et } \frac{1}{\omega C} \gg \omega L.$$

Nous supposons qu'aux fréquences de fonctionnement l'énergie perdue par période en raison de la dissipation est négligeable par rapport à celle emmagasinée dans les éléments réactifs. La première relation est donc toujours vérifiée.

La deuxième relation dépend de la fréquence d'oscillation : quand elle augmente, les valeurs absolues des impédances inductive et capacitive se rapprochent. Elles deviennent égales à la fréquence de résonance. Admettons que le réseau peut être considéré comme une capacité, si

$$\frac{1}{\omega C} > 10\omega L \quad (5.2)$$

(on tolère 10% d'erreurs sur l'impédance capacitive).

On obtient : $\omega < \frac{1}{\sqrt{10}}\omega_0$, où $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, la fréquence de résonance propre du système.

En ramenant ces résultats sur le cas d'une poutre, nous obtenons :

$$\omega < \frac{1}{\sqrt{10}}\sqrt{\frac{k}{m}} = \frac{1}{\sqrt{10}} \cdot 1.06 \frac{w}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (5.3)$$

Il existe ainsi une fréquence maximale, au-delà de laquelle la poutre ne se comporte plus comme un simple ressort, mais comme un résonateur du second ordre.

5.2.2 Application à la technologie de ST Microelectronics

Les résultats obtenus dans le paragraphe précédent montrent, qu'il est toujours possible d'implémenter un ressort de faible rigidité pour un fonctionnement en haute fréquence. En réalité nous avons des limitations liées au procédé de fabrication utilisé. Dans le cas du procédé THELMA, il est possible de fabriquer des poutres à une hauteur constante de 15 μm et avec une largeur minimale de 1.8 μm (la sous-gravure prise en compte). Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, les poutres fines subissent de plus faibles pertes que les poutres larges. Pour cette raison nous réalisons les poutres avec la largeur minimale autorisée dans notre procédé (1.8 μm). Seule la longueur de la poutre reste alors disponible pour fixer une valeur précise de la rigidité. Ce paramètre détermine également la fréquence de résonance propre de la poutre, et donc la fréquence maximale de son utilisation en qualité du ressort.

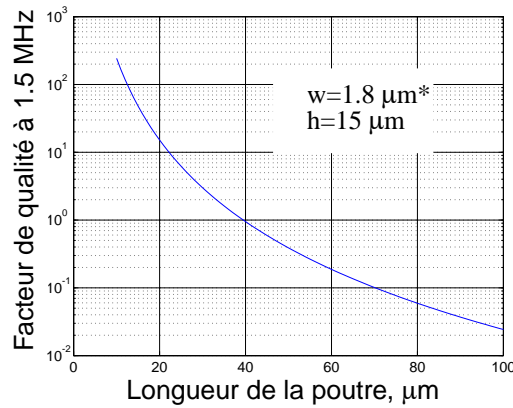


Figure 19. Evolution du rapport $\frac{k}{\omega^2 M}$ (facteur de qualité) en fonction de la longueur de poutre.

$$k = \frac{1}{4} \cdot 140 \cdot 10^{-9} \cdot 15 \cdot 10^{-6} \cdot \left(\frac{1.8 \cdot 10^{-6}}{l} \right)^3 = \frac{3.06 \cdot 10^{-12}}{l^3} \text{ Nm}^{-1}. \quad (5.4)$$

Pour une poutre, fabriquée en technologie de ST Microelectronics avec une largeur mini-male (1.8 μm), le graphique de la fig. 19 montre le rapport entre l'impédance "capacitive" et "inductive" à la fréquence de 1.5 MHz en fonction de la longueur de la poutre.

Ainsi, pour avoir le rapport $\frac{k}{\omega^2 M}$ supérieur à 10 à la fréquence de 1.5 MHz, il faut utiliser des poutres de longueur inférieure à 22 μm , ce qui correspond à une rigidité de 288 $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$. C'est la rigidité minimale disponible dans le procédé THELMA à cette fréquence.

Le schéma du filtre mécanique, conçu dans ce chapitre, comporte les ressorts des valeurs 977.5171 $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ (les poutres $\frac{1}{C_1}$ et $\frac{1}{C_2}$) et 66.2383 $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ (la poutre $\frac{1}{C_{10}}$). La dernière rigidité correspond à une poutre de 36 μm de longueur. D'après la courbe de la fig. 19, le rapport $\frac{k}{\omega^2 M}$ pour une telle poutre est proche de 1, i. e. la fréquence 1.5 MHz est proche de la fréquence de résonance de la poutre. Une poutre à sa fréquence de résonance ne peut pas être considérée comme un ressort. Du point de vue de la source de force, elle est perçue comme un amortisseur sans masse et sans rigidité : ces deux composantes réactives se compensent à la fréquence de résonance. Ainsi, le filtre conçu dans ce chapitre n'est pas réalisable dans la technologie de ST Microelectronics. Pour l'implanter, il est nécessaire d'augmenter la fréquence de résonance des poutres, en préservant leur coefficient de rigidité en flexion. Pour cela il faut réduire leur longueur et leur largeur afin de laisser constant le rapport $\frac{w}{l}$ déterminant la rigidité. En même temps il faut augmenter le $\frac{w}{l^2}$ déterminant la fréquence de résonance. Ceci n'est pas possible dans le procédé utilisé.

6. Conclusion : bilan des résultats et perspectives

Les résultats montrent, qu'il est possible de concevoir des filtres avec des zéros de transmission aux fréquences fixes dans la bande d'atténuation. Une application pratique de ces principes dans la technologie de ST Microelectronics est possible pour un filtre de basse fréquence, où les perturbations, apportées par les masses des ressorts, sont moins sensibles. Nous avons montré comment concevoir un filtre mécanique complexe, en raisonnant en langage de réseaux électriques passifs. Les contraintes imposées par la conversion "électrique-mécanique" limitent la plage d'architectures de filtre disponibles.

L'architecture du filtre, montrée dans le chapitre, dérive d'un réseau à deux résonateurs couplés. Des éléments supplémentaires sont ajoutés dans les branches séries afin d'implanter des zéros de transmission en fréquences fixes. Ainsi, le filtre peut être considéré comme deux résonateurs du troisième ordre, couplés par un ressort. Le couplage peut être mécanique ou électrostatique (cf. le chapitre 3). Cependant, un ressort électrostatique serait mieux approprié pour réaliser des rigidités faibles en hautes fréquences, car il ne possède pas de masse.

L'inconvénient de ce réseau consiste en pertes importantes dans la bande passante. Elles sont conditionnées par un phénomène d'amplification de résistance, modélisant les pertes lors de la résonance série de la branche *LLC*. L'augmentation d'impédance est d'autant plus forte, que la fréquence du zéro de transmission est proche de la fréquence centrale.

Une réalisation pratique d'une telle architecture demande une très bonne maîtrise du procédé de fabrication. La précision nécessaire du procédé est définie par la précision de placement des pôles et des zéros du filtre.

Une réalisation du filtre conçu dans le procédé THELMA a été empêchée par des difficultés technologiques. Une réalisation d'un filtre de ce type, fonctionnant en fréquence supérieure à 1 MHz, nécessite un procédé de fabrication avec une lithographie plus fine que celle de THELMA.

La méthode de conception développée dans le chapitre 4 a été efficacement appliquée au problème d'un filtre mécanique avec des zéros de transmission. L'architecture mécanique du filtre, montrée à la fig. 5d, a été synthétisée et analysée comme un réseau électrique. Les règles d'équivalence électrique-mécanique, définies dans le chapitre 4, ont été utilisées constamment au cours de la conception, pour vérifier la validité de la synthèse et de l'analyse, effectués sur le réseau prototype.

Chapitre 6. CONCEPTION D'UN RECEPTEUR RF HETERODYNE AVEC UN FILTRE MICROMECHANIQUE DANS UN ETAGE IF

1. Introduction

La volonté de remplacer les composants passifs des récepteurs RF par leurs homologues en technologies MEMS est motivée par la recherche de miniaturisation pour les systèmes de radiocommunication portables. De ce point de vue, la tâche des concepteurs MEMS RF serait un développement de composants à caractéristiques et performances identiques à celles des composants discrets classiques. Ceci n'est pas toujours possible, dans la mesure où leurs performances peuvent différer d'une façon quantitative et qualitative, du fait de la dissemblance de leurs technologies de fabrication. Par exemple, les composants MEMS peuvent posséder des propriétés absentes chez les composants classiques ou vice-versa. Tel est le cas de la dérive thermique des performances des dispositifs MEMS. Intrinsèque aux dispositifs fabriqués à base de silicium, cette dérive est absente chez les filtres à quartz ou à ondes de surface. Un autre exemple est la possibilité d'effectuer un mélange des signaux à l'aide des transducteurs électrostatiques, présents dans les filtres MEMS. Cela laisse envisager une intégration du mélangeur et du filtre IF d'un récepteur dans un seul dispositif intégré, ce qui offre des configurations fonctionnelles différentes par rapport aux architectures qui utilisent les filtres conventionnels.

Par conséquent, même en réussissant à fabriquer un filtre mécanique avec des performances identiques au filtre discret, un simple remplacement d'un composant par un autre ne ferait pas profiter pleinement des propriétés utiles du dispositif MEMS, et donc ne constituerait pas une architecture optimale.

Des résultats intéressants peuvent être obtenus, en menant en parallèle le développement des dispositifs MEMS et le développement des architectures électroniques intégrant ces composants. Ainsi certains problèmes, difficiles à résoudre au niveau du dispositif, peuvent être éliminés par une conception intelligente de l'architecture du système.

Dans ce chapitre nous montrons un exemple d'un tel «co-design» sur une conception d'un étage IF, utilisant un filtre micro-mécanique avec une forte dérive thermique de la fré-

quence centrale.

Pour valider l'architecture proposée, nous avons construit un démonstrateur de récepteur à triple conversion, utilisant comme filtre IF un résonateur à peigne interdigité «*comb-drive*» à fréquence de résonance de 94 kHz.

Avant de présenter l'architecture du récepteur et les résultats des tests, nous résumerons des approches existantes, visant une compensation de l'instabilité thermique des performances de résonateur.

2. Présentation du filtre utilisé dans le démonstrateur

Pour le démonstrateur nous avons utilisé un filtre passe-bande avec 94 kHz de fréquence centrale, construit à base d'un résonateur à peigne interdigité. Au moment de ce travail c'était le seul dispositif disponible.

Le nom de ce résonateur est dû à la géométrie des transducteurs, utilisés pour l'excitation et la mesure de la réponse. La fig. 1 présente une photographie SEM du dispositif. Les propriétés et les mécanismes du fonctionnement des résonateurs de cette géométrie avaient été décrits dans de nombreux travaux, d'excellents résultats expérimentaux en termes du facteur de qualité avaient été obtenus [25-29].

Le résonateur a été réalisé dans la technologie THELMA par ST Microelectronics, afin de comparer ses performances avec celles des mêmes résonateurs réalisés précédemment dans des technologies différentes.

Pour une fréquence de résonance aux alentours de 100 kHz, le coefficient de qualité intrinsèque est de l'ordre de 70000. Les courbes caractérisant les performances du résonateur en fonction de la température et de la pression d'air sont présentées à la fig. 2.

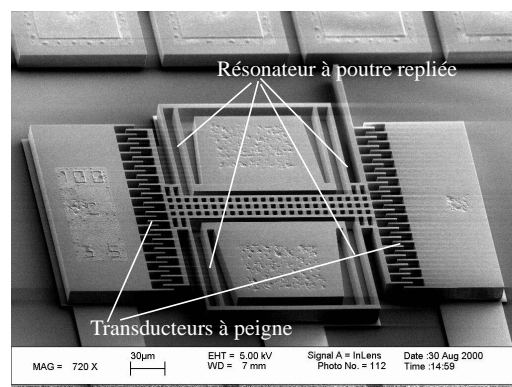


Figure 1. Photographie SEM d'un dispositif de résonateur à peignes fabriqué dans le procédé THELMA.

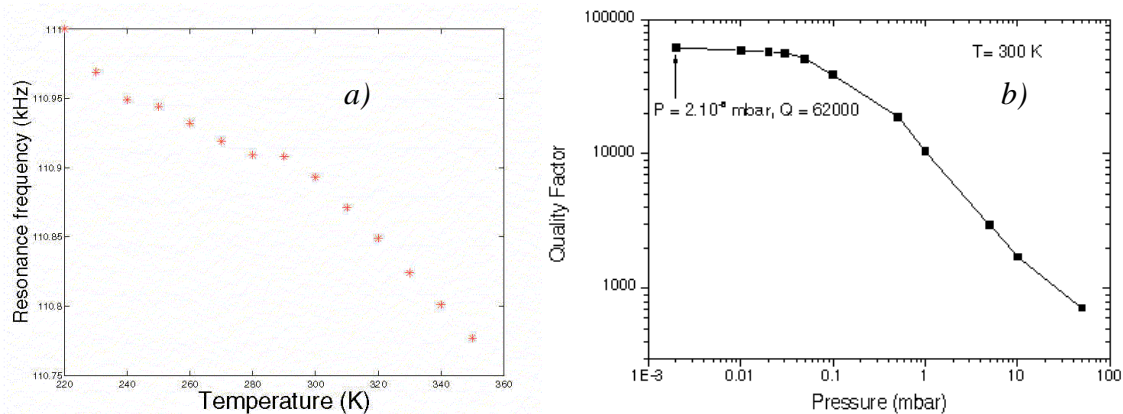


Figure 2. a) La caractéristique d'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la température, b) la caractéristique d'évolution du facteur de qualité en fonction de la pression d'air.

3. Dérive de la fréquence centrale des filtres et des résonateurs : méthodes de compensation existantes

La dérive de la fréquence de résonance d'un résonateur fabriqué en silicium est due à une forte dépendance du module d'Young de la température (15-20 ppm/°C). Dans la mesure où une telle instabilité de la fréquence centrale n'est pas acceptable pour un filtre IF, de nombreux travaux sont consacrés à la recherche d'une méthode de compensation. Les approches proposées jusqu'à présent consistent à stabiliser le comportement du dispositif lui-même afin de rapprocher sa stabilité de sa fréquence de résonance à celle des filtres à quartz ou à ondes de surface.

Diverses techniques existent pour compenser l'instabilité de la fréquence centrale d'un filtre passebande. Ce problème apparaît non seulement dans le cas des filtres mécaniques, mais aussi dans le cas des filtres actifs. L'article [69] présente une méthode de stabilisation de la fréquence centrale d'un actif Gm-C. Ce filtre est destiné à être utilisé pour la sélection de canal dans un étage de deuxième fréquence intermédiaire d'un récepteur RF du standard japonais PDC. La fréquence centrale du filtre est de 450 kHz, la largeur de bande est de 21 kHz. Les auteurs proposent de corriger la dérive de la fréquence centrale du filtre en faisant varier les paramètres Gm des amplificateurs de synthèse de la caractéristique de transmission. Pour connaître la correction à apporter, la fréquence centrale du filtre est mesurée d'une façon périodique. Les mesures sont réalisées en excitant le filtre avec un signal de type échelon et en détectant la fréquence des oscillations en sortie du filtre.

Cette technique, bien que validée pour l'application présentée, ne convient pas pour le cas d'un filtre micromécanique. Nous ne possédons pas d'un moyen de contrôler la fré-

quence de résonance sans changer d'autres paramètres importants du résonateur. Ainsi, la fréquence de résonance peut être ajustée par la tension de polarisation (voir paragraphe 2.1.4 du chapitre 2), or cette dernière contrôle également le niveau d'impédance du résonateur, et donc le niveau de transmission. Cela peut poser un problème pour le fonctionnement d'un étage IF.

Pour stabiliser la fréquence de résonance d'un résonateur micromécanique, deux approches sont proposées par l'équipe de Clark T. - C. Nguyen.

La première consiste à stabiliser la température du résonateur en mettant à sa proximité un élément chauffant et en créant une contre-réaction thermo-électrique négative [70]. Cette méthode présente deux inconvénients par rapport à une application dans un système mobile. Premièrement la structure du dispositif est complexe, et un procédé de fabrication cher et sophistiqué est nécessaire. Deuxièmement cette méthode, ne permettant pas de refroidir le résonateur (filtre), maintient sa température constante à un niveau supérieur à la valeur maximale de la température extérieure. Ceci résulte en une forte consommation d'énergie, incompatible avec les spécifications des systèmes mobiles.

La deuxième approche de compensation consiste à générer sur l'élément vibrant des contraintes mécaniques dépendantes de la température. La contrainte varie suivant la température de la sorte à compenser l'assouplissement du résonateur provoqué par la baisse du module d'Young. Deux réalisations utilisent cette approche.

L'article [71] décrit un dispositif dans lequel la contrainte mécanique variable est générée grâce à l'expansion thermique d'un élément mécanique raccordé au résonateur. La géométrie du dispositif est conçue de la sorte à ce que cette contrainte compense l'assouplissement du résonateur. La dérive de la fréquence centrale est ainsi réduite d'un ordre de grandeur.

Le dispositif présenté dans l'article [49] utilise un transducteur électrostatique non-linéaire pour générer un ressort électrostatique à rigidité négative variable en température. Ce transducteur subit une expansion thermique telle que son gap s'élargit avec la température. Ainsi quand la température augmente, la valeur absolue de la rigidité négative de son ressort équivalent diminue, en rigidifiant ainsi le résonateur.

Cette approche est mieux adaptée à l'utilisation dans des systèmes mobiles que la précédente, car le dispositif de compensation ne demande aucun contrôle extérieur. Or, la qualité de la compensation dépend fortement des propriétés mécaniques du résonateur et des éléments générant la contrainte. Pour chaque résonateur avec une géométrie différente la com-

pendation doit être conçue de nouveau. De plus, cette méthode est appropriée pour une poutre encastrée-encastrée, mais il est difficile d'envisager son utilisation pour des résonateurs avec des géométries différentes (par exemple, un résonateur à peigne, ou un résonateur à vibration de volume...).

Pour résumer, les approches décrites exigent des modifications considérables de la structure du dispositif par rapport à celle d'un résonateur non-compensé.

4. Description de l'architecture du récepteur

Nous proposons une approche inverse à celles utilisées jusqu'à présent : au lieu d'essayer de rendre la fréquence de résonance stable au prix des efforts technologiques considérables, nous développons une architecture de l'étage IF insensible à l'instabilité de la fréquence centrale du filtre IF. La fréquence centrale étant mesurée périodiquement, l'étage s'adapte d'une façon automatique à sa valeur courante.

4.1 Présentation de l'architecture du récepteur

La fig. 3 présente l'architecture du récepteur, intégrant le filtre MEMS à dérive thermique de la fréquence centrale.

L'étage de réception et l'étage de la première fréquence intermédiaire sont conçus selon une architecture classique du récepteur hétérodyne. Pour l'implantation pratique, nous avons utilisé un module RF standard, disponible dans le commerce. La première fréquence intermédiaire est fixée à 10.7 MHz. L'architecture contient un module effectuant une

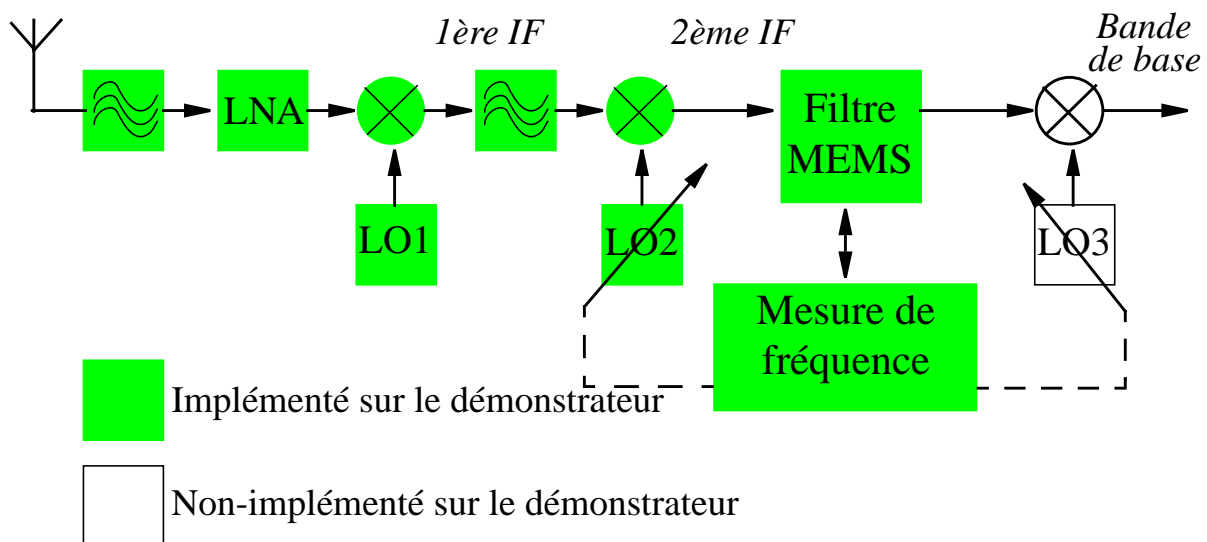


Figure 3. Schéma bloc de l'architecture du récepteur.

mesure périodique de la fréquence centrale du filtre. La valeur mesurée est utilisée pour corriger la fréquence du deuxième et du troisième oscillateur local de telle sorte que la deuxième fréquence intermédiaire soit toujours égale à la fréquence centrale instantanée du filtre. Ainsi, même si une dérive de la fréquence centrale a lieu, grâce à cette contre-réaction, l'étage IF s'y adapte en temps réel. Le signal du canal voulu peut donc passer dans l'étage suivant.

Trois changements de fréquence, présents dans cette architecture, sont justifiés par une faible fréquence de résonance du filtre disponible (100 kHz). En utilisant des filtres ou des résonateurs à fréquence de résonance de 10 MHz, présentés dans ce mémoire, seulement deux changements de fréquence auraient été nécessaires.

Le démonstrateur réalisé inclut tous les blocs montrés en gris à la fig. 3. La fréquence RF du récepteur est 433.95 MHz (bande ISM). La largeur de canal disponible, définie par la largeur de bande du filtre micro-mécanique, varie suivant la pression d'air sous laquelle le filtre fonctionne. La plage de variation possible est de 2 à 30 Hz. Nous décrivons ici tous les modules du deuxième étage IF ayant rapport à la compensation de dérive de la fréquence centrale.

4.2 Mesure de la fréquence centrale du filtre

D'abord, pour la mesure de la fréquence centrale nous avons essayé d'utiliser la méthode décrite dans [69]. Elle consiste à observer la réponse impulsionnelle du filtre à un signal de type échelon, et d'en extraire la fréquence centrale. Or cette approche s'est révélée non valide pour le filtre micro-mécanique utilisé : le niveau de signal de la réponse est très faible. Cela s'explique en partie par une grande résistance motionnelle du résonateur (des centaines de $k\Omega$), mais surtout par sa bande passante étroite. L'énergie de l'échelon est étalée dans une plage très large. Par conséquent, seule une faible fraction d'énergie, se trouvant dans la bande passante, se transforme en quasi-oscillations mécaniques. Cela rend le signal de sortie très faible et difficilement détectable.

La méthode que nous avons alors employé consiste à mettre le filtre dans une boucle de contre-réaction positive et ainsi de créer les conditions nécessaires pour le faire osciller. Ces oscillations se produisent à la fréquence centrale, et elles ont une amplitude suffisante pour être détectées [73]. De plus si le gain de boucle est grand, le temps d'établissement des oscillations d'un niveau détectable est suffisamment faible pour pouvoir effectuer les mesures en temps réel pendant le fonctionnement du récepteur. Ces oscillations peuvent être con-

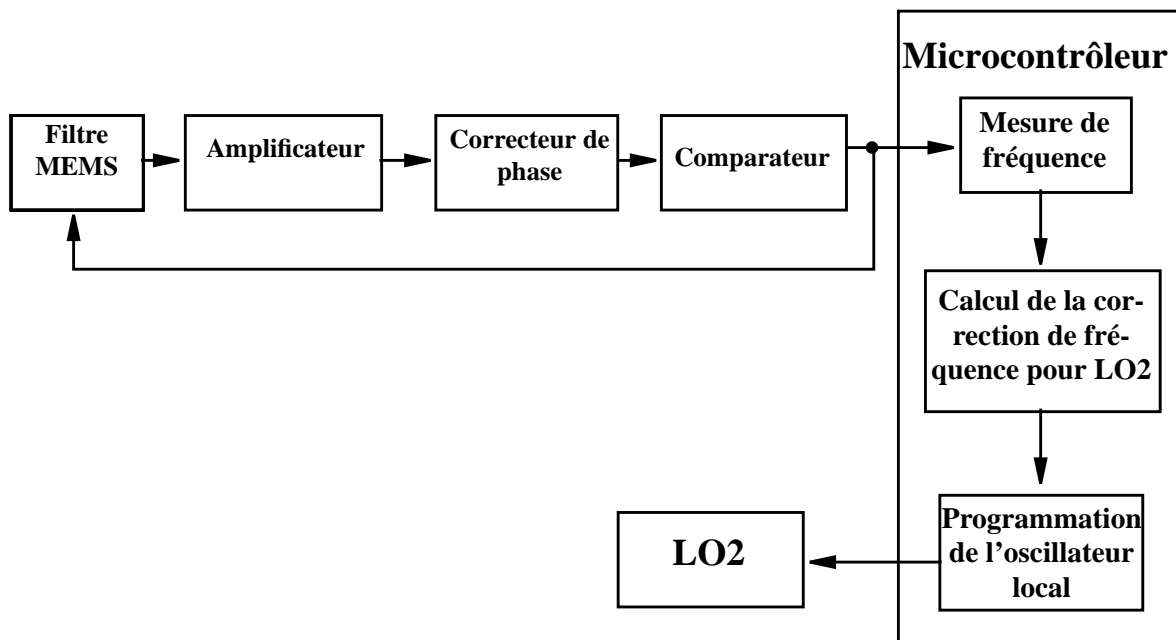


Figure 4. Schéma bloc du module de mesure de la fréquence.

verties en signal numérique de type TTL par un comparateur, ce qui permet la mesure de leur fréquence par des circuits numériques.

La fig. 4 présente le schéma de l'étage IF dans la phase de mesure. L'amplificateur assure le gain de boucle nécessaire, le correcteur de phase ajuste la phase de boucle à zéro à la fréquence de résonance du résonateur.

Nous avons utilisé le micro-contrôleur PIC16F74 de Microchip. La bibliothèque de fonctions de 32 bits en virgule flottante a été utilisée pour la programmation, afin d'augmenter la précision des calculs.

La mesure de fréquence est basée sur deux processus concurrents (fig. 5). Le micro-contrôleur incrémente un compteur de cycles d'horloge, tandis qu'un nombre fixe de cycles d'oscillation est compté par un autre compteur. Le nombre de cycles comptés, N , est un paramètre dépendant de la précision de mesure souhaitée. Une fois les N oscillations comptées, les deux processus s'arrêtent. Le nombre M de cycles d'horloge, escompté pendant N cycles d'oscillation, est utilisé pour calculer la fréquence d'oscillation du filtre :

$$f_{mes} = \frac{N}{M} \cdot \frac{1}{T}.$$

Le front montant du signal en sortie du comparateur (oscillateur) est détecté sur le prochain front montant de l'horloge. Ainsi, le délai entre l'événement (l'arrivée du front montant $N+1$ du signal d'oscillation) et sa détection (le prochain front montant de l'horloge) est indéterminé, ce qui donne lieu à une incertitude dans la mesure de fréquence (fig. 6).

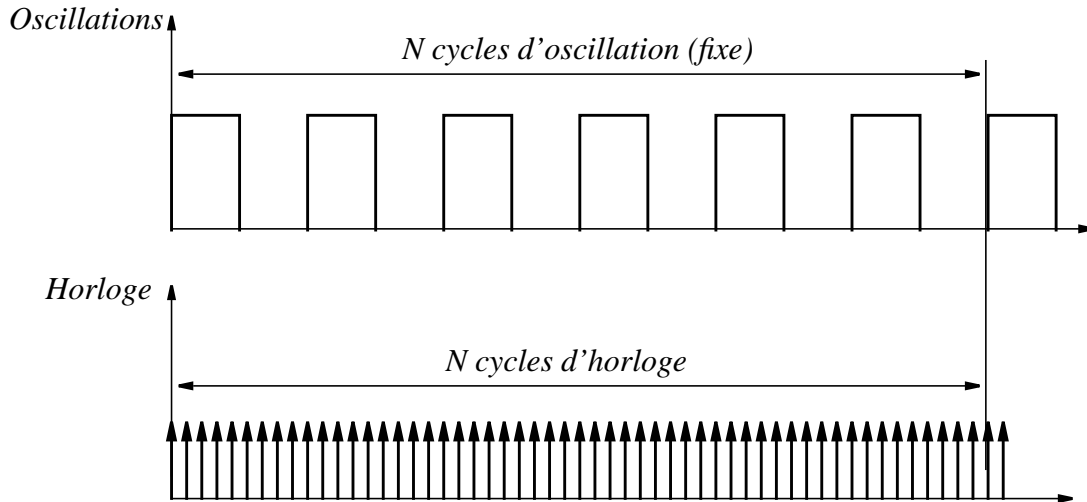


Figure 5. Démonstration de la méthode de mesure de la fréquence.

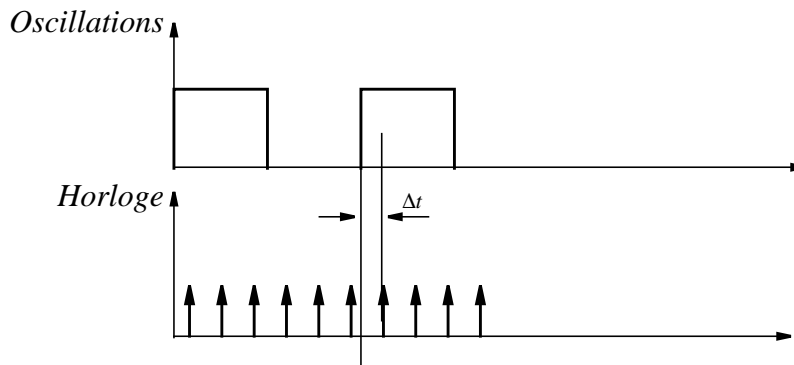


Figure 6. Evaluation de l'imprécision de la méthode.

De simples calculs permettent d'estimer l'erreur maximale de la mesure :

$$\Delta f_{max} = |f_0 - f_{min}|;$$

où f_{min} est la valeur de la fréquence mesurée dans le pire cas, i. e. quand le front montant $N+1$ du signal d'oscillation arrive juste après un front montant de l'horloge. Ainsi la mesure s'arrête une période d'horloge plus tard que nécessaire, l'erreur est donc maximale.

Dans ce cas on a

$$f_{min} = \frac{N}{M} \cdot \frac{1}{T} \quad (4.1)$$

et

$$f_0 = \frac{N}{M-1} \cdot \frac{1}{T}. \quad (4.2)$$

Ainsi,

$$\Delta f_{max} = \left(\frac{N}{M-1} \cdot \frac{1}{T} \right) - \left(\frac{N}{M} \cdot \frac{1}{T} \right) = \frac{N}{T} \cdot \frac{1}{M(M-1)}. \quad (4.3)$$

Faisons une simulation à titre d'exemple. La fréquence d'horloge de 5 MHz (la fréquence d'horloge du micro-contrôleur utilisé), donc $T = 2 \cdot 10^{-7} s$. En posant le nombre de cycles comptés N égale à 13520, pour la fréquence mesurée f_{min} de 94.5 kHz le compteur M escomptera $\frac{N}{f_{mes} \cdot T} = 715344$ cycles.

On peut vérifier, que

$$f_{min} = 94499.99 Hz \text{ (fréquence mesurée);}$$

$$f_{0max} = 94500.12 Hz \text{ (valeur maximale de la fréquence réelle).}$$

Ainsi, l'erreur maximale est $\Delta f_{max} = 0.13 Hz$.

Notons, que cette estimation ne prend pas en compte les approximations faites par le micro-contrôleur lors des multiplications et des divisions.

Nous avons cherché à vérifier expérimentalement la précision de la mesure de fréquence. Un signal de test à la fréquence de 10.7 MHz a été généré par un générateur HP 33120A, afin de permettre la mesure de la fréquence centrale (fig. 7). La température et la pression du système ont été maintenues constantes pendant la mesure. Le nombre de cycle d'oscillation N a été choisi de la sorte à obtenir une erreur maximale de 1 Hz (pour la fréquence mesurée de 94.5 MHz).

A cause de l'imprécision du générateur de signal et de la synthèse de la deuxième fréquence intermédiaire, le Δf mesurée est de $\pm 5 Hz$.

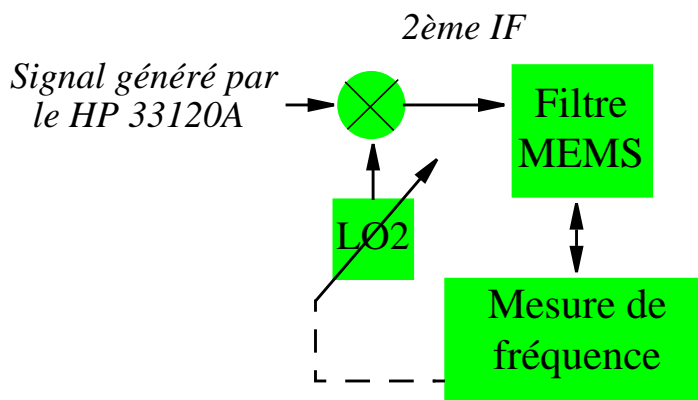


Figure 7. Schéma d'évaluation du système de mesure de la fréquence.

4.3 Commutation entre les phases de mesure et de réception

L'étage de la deuxième fréquence intermédiaire fonctionne en deux phases : phase de mesure et phase de réception. Le fonctionnement en phase de mesure a été décrit dans le paragraphe précédent. Le fonctionnement en phase de réception ne diffère pas de celui d'un étage IF classique, seulement la fréquence de l'oscillateur local est mise à jour au début de chaque phase de réception.

Pendant la phase de réception, le correcteur de phase et le comparateur doivent rester inactifs et être déconnectés du filtre afin de ne pas perturber la réception. Cela est assuré par un système d'interrupteurs commandés. Cette configuration permet de mettre en place une architecture de récepteur programmable qui peut être piloté par un micro-contrôleur.

La fig. 8 montre le schéma complet de l'étage de la deuxième fréquence intermédiaire, la fig. 9 et la fig. 10 montrent les configurations pendant les phases de réception et de mesure.

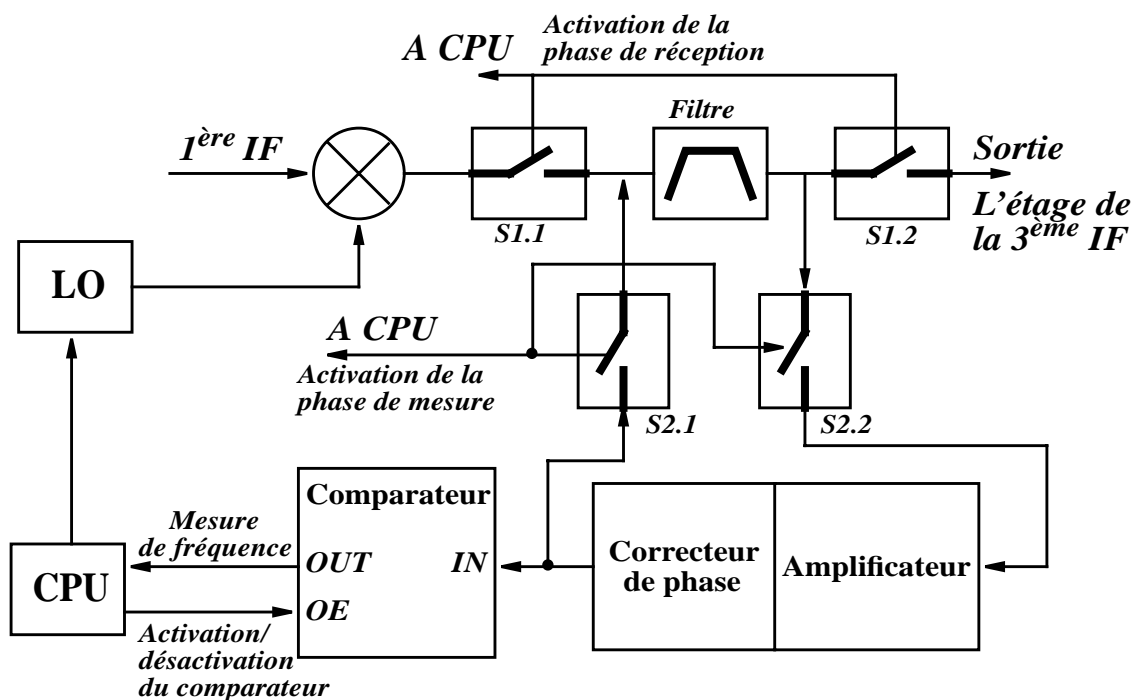


Figure 8. Schéma complet de l'étage de la deuxième fréquence intermédiaire.

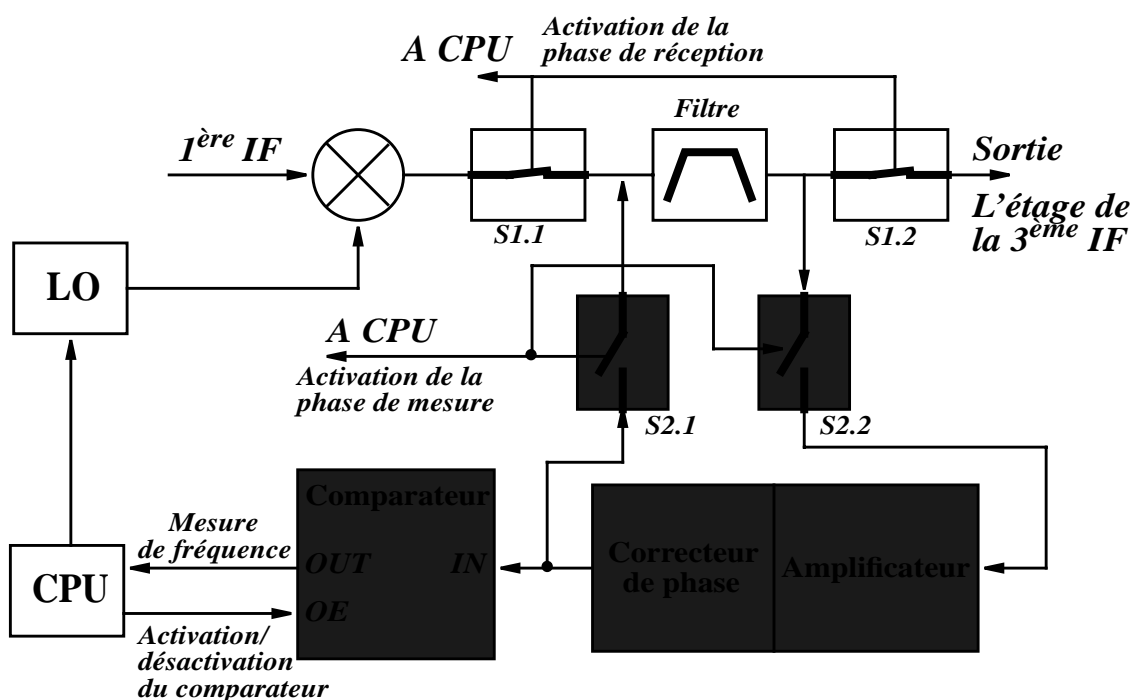


Figure 9. Configuration de l'étage de la deuxième fréquence intermédiaire en phase de réception.

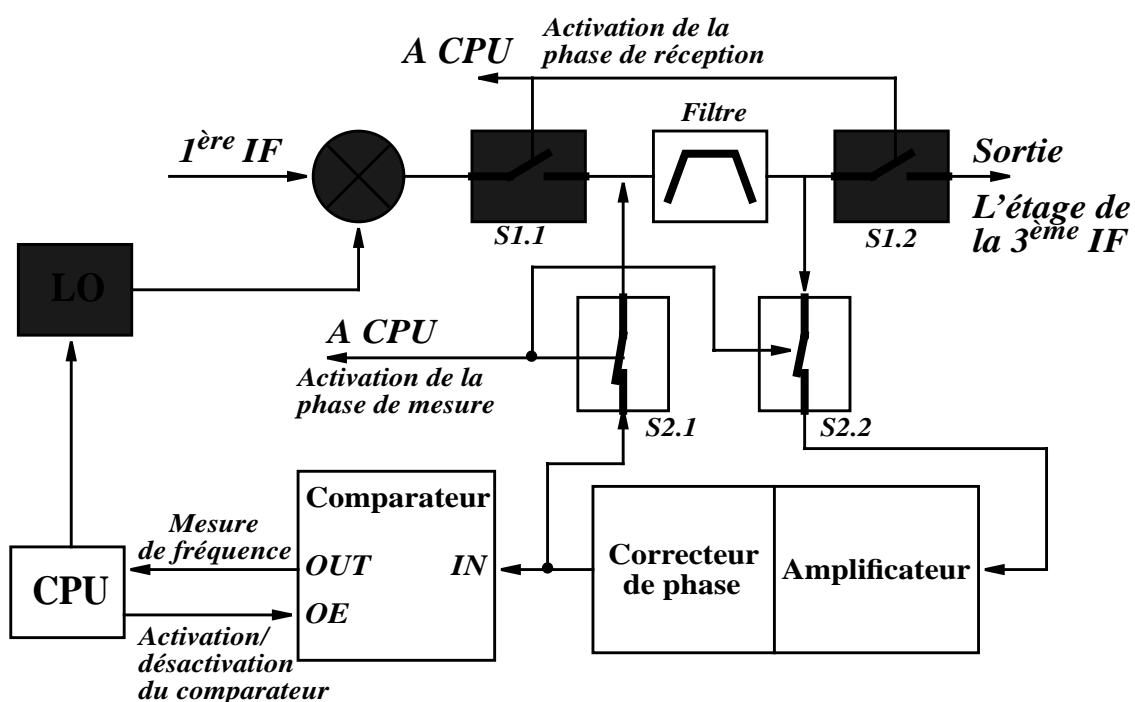


Figure 10. Configuration de l'étage de la deuxième fréquence intermédiaire en phase de mesure.

4.4 Synthèse du signal du deuxième oscillateur local

Comme l'erreur théorique de la mesure de fréquence est de $\pm 1\text{Hz}$, la synthèse de fréquence du deuxième oscillateur local doit se faire au moins avec cette précision absolue, mais par rapport à la fréquence 10.6 MHz. Ainsi la précision relative de la synthèse de fréquence est très élevée. Elle peut être obtenue avec une PLL utilisant un diviseur de fréquence multi-bit programmable. Cependant, dans notre cas, à cause d'un faible pas de variation de la fréquence (1 Hz par rapport à 10.6 MHz, i. e. 0.00001%), le nombre de bits serait trop grand, et l'architecture de la PLL trop complexe. Nous avons donc choisi d'utiliser un composant numérique d'Analog Device utilisant un procédé DDS (Direct Digit Synthesis), qui permet d'atteindre un pas de 1 mHz dans la plage de 0 à 15 MHz et qui peut facilement être piloté par un micro-contrôleur, grâce à une interface série de 3 bits.

4.5 Module de filtre micro-mécanique

Nous avons réalisé le module de filtre micro-mécanique sur une carte séparée, placée dans une chambre à vide. Ceci nous a donné une liberté de manipulation importante, car le module principal est resté dehors, facilement accessible.

La fig. 11 présente le schéma du module de filtre. Un couplage capacitif fort, existant entre l'entrée et la sortie, détériore la sélectivité du filtre. Pour le compenser nous utilisons la méthode proposée dans [74]. Elle consiste à attaquer un deuxième filtre identique par le même signal, mais en phase opposée. Ce filtre doit avoir une polarisation nulle, ainsi on

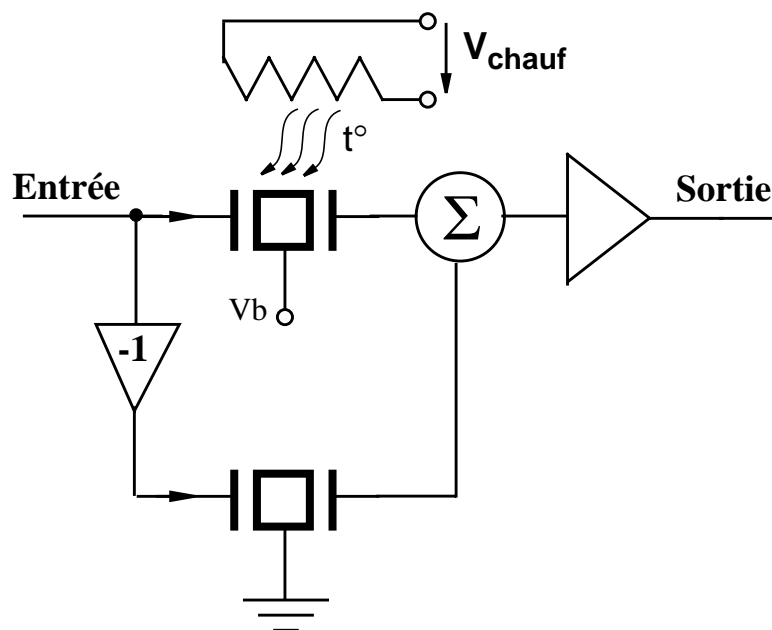


Figure 11. Schéma du module de filtre micro-mécanique.

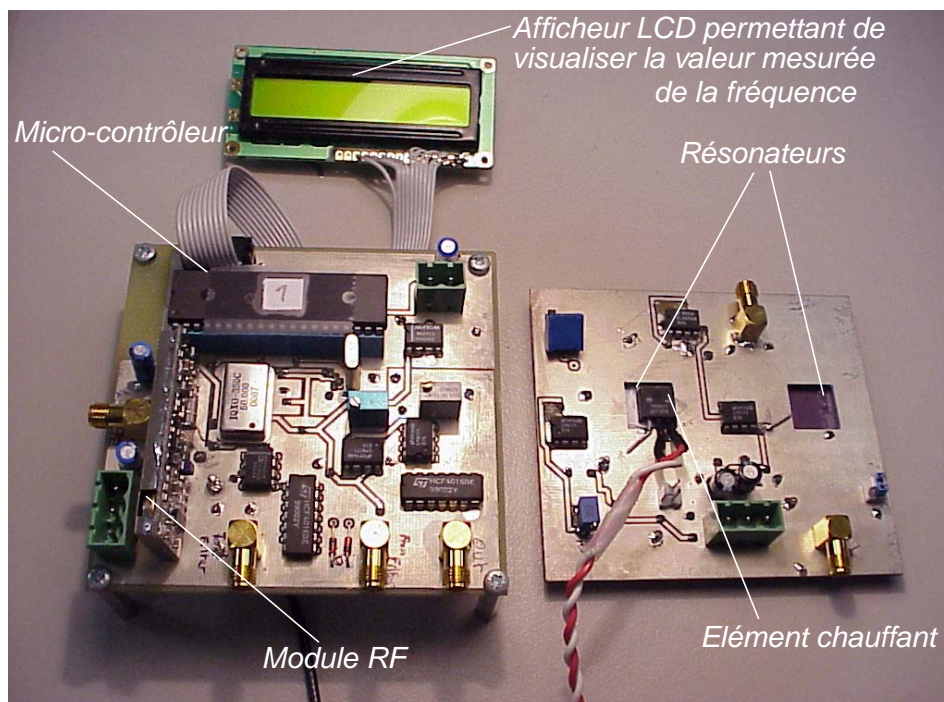


Figure 12. Photographie des cartes du récepteur.

obtient à sa sortie uniquement le signal de couplage. Lors de la sommation, les deux signaux dus au couplage s'annulent, et à la sortie de l'additionneur nous avons uniquement le signal utile filtré.

Un élément de chauffage est placé près du filtre afin de pouvoir modifier sa température.

Une photographie des cartes du module principal et du module de filtre est présentée à la fig. 12.

4.6 Résultats de test

Le filtre a été placé dans une chambre à vide avec une pression de 3 Torr, correspondant à une largeur de bande de 20 Hz. Pour tester le récepteur, nous avons utilisé un signal modulé en amplitude par une sinusoïde avec une fréquence de 5 Hz. L'indice de modulation est de 50%. Le récepteur a montré une précision de 0.005% entre la deuxième fréquence intermédiaire et la fréquence centrale du filtre. Pour tester la fiabilité de fonctionnement, nous avons chauffé le résonateur jusqu'à obtenir une dérive totale de 400 Hz (4% de la valeur à la température ambiante). Le récepteur s'adaptait parfaitement aux valeurs de la fréquence centrale se trouvant dans cette plage.

Nous avons cherché à vérifier si le récepteur retrouve le fonctionnement normal dans le cas, ou il y a un changement important de la valeur de la fréquence centrale entre deux phases de mesure successives. Pour vérifier la stabilité de fonctionnement, nous avons imposé

un intervalle long de 8 s entre les phases de mesures afin de faire dériver considérablement la fréquence centrale (10-30 Hz, suivant la vitesse d'échauffement). Nous avons produit ainsi un changement brusque de la fréquence centrale du filtre d'une mesure à l'autre.

Durant les 8 secondes entre deux mesures nous avons observé une forte baisse d'amplitude du signal de sortie : la fréquence centrale dérivait et devenait différente de la deuxième fréquence intermédiaire. Ainsi, le signal se retrouvait hors bande passante, et donc l'amplitude diminuait. Or après la mesure, le signal de sortie retrouvait son amplitude normale, correspondant au cas d'un bon appariement entre la deuxième fréquence intermédiaire et la fréquence centrale du filtre.

La durée de la phase de mesure est égale à 143 ms. Bien que cette valeur paraisse élevée dans un système RF réel (pendant cette période la réception ne peut pas s'effectuer), il faut garder à l'esprit que la fréquence centrale visée des filtres micromécaniques dans les étages IF est de l'ordre de la centaine de mégahertz, ce qui nécessitera un temps de mesure beaucoup plus court.

4.7 Conclusion et perspectives

Par le travail, présenté dans ce chapitre, nous avons montré l'importance d'une approche globale dans la conception des systèmes électroniques, utilisant les composants micro-usinés. La modification, que nous avons faite au niveau de l'architecture de l'étage IF, n'engendre pas de coûts supplémentaires significatifs par rapport à une architecture hétérodyne classique. Un processeur numérique est de toute façon présent dans tous les systèmes de télécommunication actuels, et peut également effectuer le contrôle de la fréquence intermédiaire. Cette modification permet d'utiliser un filtre fabriqué dans un procédé simple, avec un comportement imparfait. La tâche de compensation est ainsi transférée dans le domaine électronique, où la maîtrise technologique est meilleure que dans le domaine des microsystèmes.

L'architecture réalisée a non seulement l'avantage de pouvoir intégrer un filtre avec une fréquence de résonance instable. Elle est également tolérante vis-à-vis de la dispersion de la fréquence de résonance des dispositifs due aux imprécisions du procédé de fabrication. Ainsi, cette architecture peut être très utile pour une application industrielle, où la fiabilité et la tolérance aux erreurs de fabrication sont des qualités particulièrement précieuses.

CONCLUSION GENERALE

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de recherches sur la miniaturisation des composants passifs pour l'utilisation dans des systèmes mobiles communicants. A caractère pluridisciplinaire, le sujet est axé sur le développement de filtres micro-mécaniques à architectures complexes, fabriqués dans un procédé technologique innovant. Les filtres sont destinés à fonctionner dans les étages IF des récepteurs radio. Le procédé de fabrication à couche structurale épaisse de polysilicium épitaxié est mis en place par la société ST Microelectronics.

Le premier objectif de thèse était d'explorer les capacités de ce procédé pour la réalisation de dispositifs de filtrage mécanique, tout en cherchant à se rapprocher des spécifications imposées par les architectures de récepteurs et les standards de communication. La possibilité de reconfigurer le gabarit de filtre était souhaitée, afin de pouvoir utiliser le même filtre pour un traitement de données transmises en différentes normes de communication.

Les points suivants résument les résultats obtenus dans le cadre de ce premier objectif.

1) Des résonateurs micro-mécaniques de type "poutre encastree-encastree" ont été réalisés et testés dans le procédé de ST Microelectronics. Pour obtenir des gaps de transducteurs de valeurs sub-microniques, une solution originale, intervenant au niveau de l'architecture de dispositif, a été mise en place. La réduction de gap se fait par un actionnement électrostatique après la fabrication, tandis que dans la plupart des réalisations précédentes un gap sub-micronique est obtenu à l'étape de fabrication. La fréquence de résonance maximale obtenue est de 19 MHz, pour un coefficient de qualité intrinsèque de 150. La fréquence de résonance maximale associée à un coefficient de qualité suffisamment élevé pour les applications de filtrage est de 10 MHz, avec $Q=2400$, la résistance motionnelle est de 50 k Ω pour une tension de polarisation de 40 V. Une tension de polarisation de 30 V est nécessaire pour activer le mécanisme de réduction du gap.

2) Une étude, visant à explorer la capacité du procédé à réaliser des résonateurs micro-mécaniques, a été effectuée. Il s'est avéré que le coefficient de qualité et la fréquence de résonance d'un résonateur sont liées par une relation inversement proportionnelle: le coefficient de qualité baisse quand la fréquence de résonance augmente. Ce phénomène est lié aux limites de miniaturisation des résonateurs, imposées par la lithographie du procédé utilisé. Les dimensions des résonateurs doivent être réduites pour réduire les pertes et d'aug-

menter le coefficient de qualité pour les résonateurs haute fréquence.

3) Un dispositif original de ressort électrostatique a été proposé, ouvrant la voie à la conception des filtres à paramètres reconfigurables. Ce ressort, formé par un couple de transducteurs électrostatiques, peut avoir uniquement des rigidités faibles (maximum des centaines de Nm^{-1}), contrôlées par les tensions de polarisation. Les terminaisons d'un tel ressort peuvent se trouver en position arbitraire l'une par rapport à l'autre, ce qui offre une grande liberté de conception. Nous avons développé un modèle mécanique équivalent associé à ce dispositif.

4) Nous avons prouvé en pratique, qu'un ressort électrostatique peut être utilisé pour coupler des résonateurs mécaniques élémentaires, ainsi permettant de construire des filtres à résonateurs couplés à largeur de bande variable. Nous avons réalisé des filtres à fréquences centrales de 2.8 MHz et de 10.5 MHz, composés de deux résonateurs. En fonction de la polarisation la bande passante a varié de 0.025 à 0.035% de la fréquence centrale pour le filtre à 2.8 MHz, et de 0.11 à 0.17% pour le filtre à 10.5 MHz.

5) Nous avons construit une théorie formelle d'équivalence entre les systèmes mécaniques et les réseaux électriques à paramètres localisés. A base de cette théorie nous avons proposé une méthode pour la conception de filtres mécaniques à architectures complexes. Elle permet d'effectuer la conception du filtre en manipulant des réseaux électriques et de synthétiser un schéma mécanique à partir du réseau prototype obtenu. La méthode définit les conditions nécessaires pour que cette conversion soit possible, et fournit l'algorithme de la synthèse du schéma mécanique.

6) En utilisant cette méthode d'équivalence électromécanique, nous avons synthétisé une architecture de filtre mécanique qui possède des zéros de transmission aux fréquences fixes dans la bande coupée. Une étude a révélé les limitations de cette architecture en haute fréquence par rapport aux capacités d'un procédé de fabrication donné. Nous n'avons pas pu réaliser le filtre à cause des problèmes liés à la technologie.

Le deuxième objectif se trouvait dans la branche de la conception de systèmes mixtes multidomains. Une réflexion devait être apportée sur la façon d'intégrer les filtres micromécaniques dans les architectures de récepteurs RF.

Dans ce cadre-là nous avons réalisé un prototype d'un récepteur superhétérodyne RF pour une fréquence de 433 MHz, contenant un filtre micromécanique de sélection de canal dans un étage IF. Dans cette réalisation nous avons résolu le problème de la dérive thermique de la fréquence centrale du filtre, propre à tous les filtres mécaniques fabriqués en sili-

cium. Sans apporter des modifications sur le dispositif, nous avons employé une architecture originale de l'étage IF, qui le rend insensible à l'instabilité de la fréquence centrale du filtre.

Ce travail montre, qu'en coordonnant les efforts de conception des architectures électroniques et des dispositifs micro-mécaniques, on arrive à optimiser le système en son ensemble et à alléger les spécifications contraignantes imposées aux composants MEMS. Nous sommes persuadés, que seule une approche globale de conception, abordant les spécifications du (des) standard(s), l'architecture du récepteur et la spécificité des composants MEMS peut donner la réponse à ce problème complexe qu'est le développement d'un terminal RF mobile multistandard.

Cependant, de nombreux problèmes doivent être résolus afin de rendre possible l'utilisation des filtres MEMS dans les récepteurs RF.

L'encapsulation sous vide et l'assemblage avec les circuits microélectroniques sont les principaux défis technologiques à relever. Dans le cadre du projet Melodict un sous-projet complet est consacré à l'encapsulation de composants MEMS sous vide à l'échelle du wafer. Un des obstacles encore à surmonter est la réalisation d'une connexion à travers le wafer afin de pouvoir monter les composants avec la technique «Flip-Chip».

Pour obtenir des fréquences centrales de filtre pertinentes pour les applications visées, il est nécessaire d'améliorer la résolution de la lithographie du procédé de fabrication. La technologie doit permettre la réalisation de résonateurs de faibles dimensions avec une précision suffisante pour réaliser un gabarit de filtre spécifié.

Enfin, l'ajustement des paramètres de filtres à architecture complexe doit être simplifié. Comme c'est montré au chapitre 3, rien que pour un filtre du quatrième ordre, quatre tensions d'ajustement différentes contrôlent la caractéristique de transmission du filtre. Le contrôle du procédé doit permettre un dimensionnement précis du filtre reposant sur l'appariement entre résonateurs proches, afin de réduire la complexité du réglage électronique nécessaire.

Les travaux sur le filtrage mécanique se poursuivent jusqu'à la fin du projet MELODICT, i. e. jusqu'à juin 2003. Nous envisageons de perfectionner le filtre à résonateurs couplés par un ressort électrostatique et de réaliser un filtre d'ordre 3 et 4. Nous souhaitons également optimiser la géométrie du moteur de réduction de gap, afin de réduire davantage ces dimensions et la tension d'activation.

REFERENCES

- [1]. <http://fr.gsmbox.com/>, pl@net-mobile.com sites d'information sur la téléphonie mobile: standards, hystorique, articles de presse...
- [2]. <http://www.etsi.org/>, portail officiel de Institut Européen des Normes de Télécommunication
- [3]. P. Senn, Telecommunication Applications: new challenges for microelectronics, MIGAS 2002, Autran, France
- [4]. A. Kaiser, " Micromachined electromechanical devices for integrated wireless communication transceivers: The IST MELODICT project," MST-News 02-2001
- [5]. <http://www.isen.fr/recherche/melodict>, portail officiel du projet européen MELODICT (Micromachined Electromechanical Devices for Integrated Wireless Communication Transceivers, IST - 1999 - 10945)
- [6]. Andreas Kaiser, The potential of MEMS components in RF transceivers for mobile communications, Proceeding of MME2001 (invited)
- [7]. Clark T. -C. Nguyen, Linda P. B. Katehi, Gabriel M. Rebeiz, Micromachined Devices for Wireless Communications, Proceeding of the IEEE, vol. 86, no. 8, august 1998
- [8]. Hector J. De Los Santos, Introduction to MEM Microwaves Systems, Artech House Publishers, 1999
- [9]. <http://www.murata.com/>, portail officiel de la compagnie MURATA, bases de donnée sur les spécifications des composants passifs RF
- [10]. A. A. Abidi, "Direct-conversion radio transceivers for digital communications", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 30, pp. 1399-1410, Dec. 1995
- [11]. A.-C. Wong, H. Ding, and C. T.-C. Nguyen, Micromechanical mixer+filters, Technical Digest, IEEE International Electron Devices Meeting, San Francisco, California, Dec. 6-9, 1998

- [12]. Ark-Chew Wong, John R. Clark, Clark T. - C. Nguyen, Anneal-Activated, Tunable, 68 MHz Micromechanical filters, Digest of Technical Papers, 10th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Sendai, Japan, June 7-10, 1999, pp. 1390-1393
- [13]. Kun Wang, Clark T.-C. Nguyen, "High-order medium frequency micromechanical electronics filters", *JMEMS*, vol. 8, no. 4, december 1999
- [14]. 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, Dec. 11-13, 2000, pp. 399-402
- [15]. A. I. Zverev, *Handbook of Filter Synthesis*. New York: Wiley, 1967
- [16]. Harrie A C Tilmans, "Equivalent circuit representation of electromechanical transducers: I. Lumped-parameter systems". *J. Micromech. Microeng.* **6** (1996)
- [17]. Harrie A C Tilmans, "Equivalent circuit representation of electromechanical transducers: 2. Distributed-parameter systems". *J. Micromech. Microeng.* **7** (1997)
- [18]. Seungbae Lee, Mustafa U. Demirci, Clark T.-C. Nguyen, A 10-MHz Micro-mechanical Resonator Pierce Reference Oscillator for Communications, *Transducers' 2001*, Munich, Germany
- [19]. R. Mattia, O. Jaakkola, J. Kiihamäki, J. Karttunen, T. Lamminmäki, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppä, H. Kattelus, I. Tittonen, 14 MHz Micromechanical Oscillator, *Transducers' 2001*, Munich, Germany
- [20]. Kun Wang, Ark-Chew Wong, Clark T. C. Nguyen, VHF Free-Free Beam High-Q Micromechanical Resonators, *JMEMS* vol. 9, no. 3, september 2000
- [21]. R. Legtenberg, H. A. C. Tilmans, "Electrostatically driven vacuum-encapsulated polysilicon resonators, Parts 1 and 2", *Sensor and Actuators*, A45, pp. 57-84, 1994
- [22]. Wan-Thai Hsu, John R. Clerk, Clark T.-C. Nguyen, A sub-micron capacitive gap process for multiple-metal-electrode lateral micromechanical resonators, *Proceeding of MEMS2001 conference*

- [23]. Clark T.-C. Nguyen, *Micromechanical Signal Processors*, PhD dissertation, 1994
- [24]. Robert Kazinsczi, *Reliability of Micromechanical Thin-Film Resonators*. Eburon Publisher, 2002
- [25]. W. C. Tang, T.-C. H. Nguyen, and R. T. Howe, "Laterally driven polysilicon resonant microstructures", *Sens. Actuators*, vol. 20, pp. 25-32, 1989
- [26]. Y.-H. Cho, A. P. Pisano, and R. T. Howe, "Viscous damping model for laterally oscillated microstructures", *IEEE J. Microelectromechanical Systems*, vol. 3, pp. 81-87, June 1994
- [27]. William C. Tang, Tu-Cuong H. Nguyen, Michael W. Judy and Roger T. Howe, *Electrostatic-comb Drive of Lateral Polysilicon Resonators*, *Sensors and Actuators*, A21-A23 (1990)
- [28]. W. C. Tang, M. G. Lim, and R. T. Howe, "Electrostatic comb-drive levitation and control method", *IEEE JMEMS*, vol.1, pp. 170-178, 1992
- [29]. W. A. Jonson and L. K. Warne, "Electrophysics of micromechanical comb actuator", *IEEE J. Microelectromechanical systems*, vol. 1, pp. 170-178, dec. 1992.
- [30]. Jing Wang, James E. Butler, D. S. Y. Hsu, Clark T. C. Nguyen, *CDV Polycrystalline Diamond High-Q Micromechanical Resonators*, MEMS2002, Las Vegas, USA
- [31]. A. N. Cleland and M. L. Roukes, "Fabrication of High Frequency Nanometer Scale Mechanical Resonators From Bulk Si Crystals", *Applied Physics Letters*, Col. 69, no. 18, october 1996
- [32]. R. Navid, J. R. Clark, M. Demirci, and C. T.-C. Nguyen, "Third-order intermodulation distortion in capacitively-driven CC-beam micromechanical resonators", *Technical Digest, 14th Int. IEEE Micro Electro Mechanical Systems Conference*, Interlaken, Switzerland, Jan. 21-25, 2001, pp. 228-231
- [33]. John R. Clark, Wan-Thai Hsu, Clark T.-C. Nguyen, *Measurement Technics for Capacitively-Transduced VHF-to-UHF Micromechanical Resonators*, *Transducers' 2001*

- [34]. S. Timoshenko, "Vibration problems in ingeneering", Constable & Company Ltd., London
- [35]. Skudzyk E J 1958 Vibration of a system with a finite or an infinite number of resonances. J. Acoustic Society Am. 30 1140-52
- [36]. J. J. Stoker, Nonlinear Vibrations in Mechanical and Electrical Systems, Interscience publishers, inc., New York
- [37]. William Tyrrell Thomson, Mechanical Vibrations, Gorge Allen & Unwin LTD, London (la partie " théorie d'équivalences")
- [38]. K. Marguette and K. Wölfel, Mechanics of vibration, Sijthoff & Noordhoff, 1979
- [39]. R. E. D. Bishop, D. C. Jonson, The mechanics of vibration, Cambrige at the university press, 1960
- [40]. J. W. Weigold, W. H. Juan and S. W. Pang, "Dry etching of deep SI trenches for released resonators in a Cl₂ plasma", J. Electrochemical Society, vol. 145, pp. 1767-1771, 1998
- [41]. J.L. Batoz and G. Dhatt. Modélisation des structures par éléments finis. Edition Hermès, Paris, 1990. vol.2 - Poutres et plaques, vol.3 - Coques
- [42]. M. Bernadou, Méthodes d'éléments finis pour les problèmes de coques minces. Edition Masson - Recherches en mathématiques Appliquées, Paris, 1994
- [43]. Ofir Bochobza-Degani, David Elata and Yael Nemirovsky, An efficient Relaxation based DIPIE algoorithm for computer aided design of electrostatic actuator, MEMS 2002 proceeding
- [44]. G. K. Fedder and Q. Jing, "A Hierarchical Circuit-Level Design Methodology for Micormechanical Systems", IEEE Trans. on Circuit and Systems II, Vol. 46, No. 10, Oct. 1999, pp. 1309-1315
- [45]. Qi Jing, Hao Luo, Tamal Mukherjee, L. Richard Carley, and Gary K. Fedder, CMOS Micromechanical Bandpass Filter Design Using a Hierarchical MEMS Circuit Library, in MEMS'2000 conference, Miyazaki, Japan

- [46]. Clark T. -C. Nguyen, Micromachined technologies for miniaturized communication devices, Proceedings of SPIE: Micromachining and Microfabrication, Santa Clara, California, Sept. 20-22, 1998
- [47]. Frank D. Bannon, III, John R. Clark, Clark T.-C. Nguyen, "High frequency microelectromechanical IF filters", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 35, no. 4, April 2000
- [48]. F. D. Bannon III and C. T.-C. Nguyen, 'High frequency microelectromechanical IF filters' Technical Digest, 1996 IEEE Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, Dec. 8-11, 1996, pp. 773-776
- [49]. Wan-Thai Hsu, John R. Clark, Clark T.-C. Nguyen, Mechanically Temperature-Compensated Flexural-Mode Micromechanical Resonators, Technical Digest of IEDM-2000
- [50]. T. Hirano, F. Furuhashi, K. J. Gabriel, H. Fujita, Operation of sub-micron gap electrostatic comb-drive actuators, Proceedings of the international conference on solid state sensors actuators, New York, IEEE, 1991
- [51]. Robert D. Blevin, Formulas for natural frequency and mode shape, Van Nostrand Reinhold Company
- [52]. H. Guckel et al., "The mechanical properties of fine-grained polysilicon: the repeatability issue", Technical Digest, IEEE Solid-State Sensor and Actuator Workshop, Hilton Head Island, S. C., June 1998, pp. 96-99
- [53]. Clark T. -C. Nguyen, Micromechanical Resonators for Oscillators and Filters, Proceedings of the 1995 IEEE International Ultrasonic Symposium, Seattle
- [54]. Adel S. Sedra, Kenneth C. Smith, Microelectronic Circuits, Oxford University Press, 1998
- [55]. Jerald Graeme, Photodiode Amplifiers OP AMP Solutions, McGraw-Hill Professional, 1995
- [56]. Young-Ho Cho, Albert P. Pisano, Roger T. Howe, Viscous Damping Model For Laterally Oscillating Microstructures. JMEMS vol. 3, no. 2, June 1994

- [57]. T. V. Rozhart, "The effect of thermoelastic internal friction on the Q of micromachined silicon resonators", Technical Digest of the IEEE Solid-State Sensors and Actuator Workshop, Hilton Head, South Carolina, pp. 13-16, June 4-7, 1990
- [58]. Liwei Lin, Roger T. Howe, Albert P. Pisano, Micromechanical Filters for Signal Processing, JMEMS vol. 7, no. 3, september 1998
- [59]. Clark T.-C. Nguyen, Roger T. Howe, Q-controlled microresonators and tunable electronic filters using such resonator, United State Patent no. US 6,236,281 B1, May 22, 2001
- [60]. John R. Clark, Frank D. Bannon III, Ark-Chew Wong, Clark T.-C. Nguyen, Parallel Resonator HF Micromechanical filters, Digest of technical paper, 1997 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Chicago
- [61]. Grigory Atabekov, "Theoretical basis of the electro-technique. Linear electric circuits". "Energy", Moscow, 1966
- [62]. Feynman, Leighton, Sans, Le cours de physique de Feynman, Electromagnétisme I, 1979, InterEdition, Paris
- [63]. R. A. Johnson, Mechanical Filters in Electronics, New York: John Wiley & Son, 1983
- [64]. Christopher W. Dyck, James J. Allen, Robert J. Huber, Parallel-Plate Electrostatic Dual-Mass Oscillator, SPIE Micromachining and Microfabrication Symposium, Santa Clara, California, September 20-22, 1999
- [65]. Xinxin Li, Takahito Ono, Rongming Lin, Masayoshi Esashi, Much Enlarged Resonant Amplitude of Micro-resonator with two-degree-of-freedom (2-DOF) Mechanical Scheme, Proceeding of Transducers' 2001 conference
- [66]. J. Ortusi, Etude mathématique des circuits de l'électronique, Tome II, Masson et Cie, 1967
- [67]. S. Sedra and P. O. Brackett, Filter Theory and design: active and passive. Beaverton, OR: Matrix, 1978

[68]. William J. McCalla, Fundamentals of Computer-Aided Circuit Simulation, Kluwer Academic Publisher, 1988

[69]. Hiroshi Yamazaki, Kazuaki Oishi, and Kunihik Gotoh, An Accurate Center Frequency Tuning Scheme for 450-kHz CMOS Gm-C Bandpass Filters, IEEE journal of Solid-State Circuits, Vol. 34, no. 12, december 1999

[70]. Clark T. -C. Nguyen, Roger T. Howe, Microresonator Frequency Control and Stabilisation Using an Integrated Micro Oven, Proceeding of the 7th international Conference on Solid-State Sensors and Actuators

[71]. Wan-Thai Hsu, Clark T. - C. Nguen, Stiffness-Compensated Temperature-Insensitive Micromechanical Resonators, Proceeding of the conference MEMS2002, Las-Vegas

[72]. RF and Microwave Circuit Design For Wireless Communications, Lawrence E. Larson, Artech House Publisher, Lodon, 1997

[73]. T. Mattila, O. Jaakkola, J. Kiihamäki, J. Karttunen, T. Lamminmäki, P. Rantakari, A. Oja, H. Kattelus, I. Tittonen, 14 MHz Micromechanical Oscillator, Transducers' 2001

[74]. P. Rantakari, J. Kiihamäki, M. Koskenvuori, T. Lamminmäki, I. Tittonen, Reducing the effect of Parasitic Capacitance on MEMS Measurements, Transducers' 2001

Liste des publications effectuées dans le cadre du travail de thèse

Publications dans des revues

- 1) D. Galayko, A Kaiser, L. Buchaillet, B. Legrand, D. Collard, C. Combi "Design, realisation and test of micro-mechanical resonators in thick-film silicon technology with postprocess electrode-to-resonator gap reduction", à paraître dans Journal of Micromechanics and Microengineering N. 13 (2003) 1-7, Institute of Physics Publishing
- 2) D. Galayko, A. Kaiser, "Equivalence of electrical circuits and micro-mechanical oscillating structures and its applications to complex filter structures", Journal on Analog Integrated Circuits for Signal processing, vol. 32, N. 1, Juillet 2002, Kluwer Academic Publisher

Congrès

- 1) Dimitri Galayko, Andreas Kaiser, Bernard Legrand, Dominique Collard, Chantal Combi, "Electrostatic coupling-spring for micro-mechanical filtering applications", ISCAS2003, Bangkok, Thailand
- 2) Dimitri Galayko, Andreas Kaiser, Bernard Legrand, Lionel Buchaillet, Chantal Combi, Dominique Collard, Microelectromechanical Variable-Bandwidth IF Frequency Filters with Tunable Electrostatic Coupling Spring, MEMS2003, Kyoto, Japon
- 3) Dimitri Galayko, Andreas Kaiser, Bernard Legrand, Lionel Buchaillet, Chantal Combi, Dominique Collard "Design of Clamped-Clamped Beam Resonator in Thick-Film Epitaxial Polysilicon Technology" ESSDERC 2002, Florence, septembre 2002
- 4) Dimitri Galayko, Andreas Kaiser, Conception de résonateurs micromécaniques pour les filtres IF dans la technologie de couches épaisses épitaxiées, TAISA 2002, septembre 2002 Paris, France.

5) O. Billoint, D. Galayko, A. Kaiser, B. Legrand, "Architecture-level center frequency drift compensation method for micro-mechanical filters used in IF stages of wireless telecommunication receivers", DTIP 2002, Cannes, Mai 2002

6) D. Galayko, A. Kaiser, B. Legrand, C. Combi, D. Collard, L. Buchaillot, "High-frequency high-Q micro-mechanical resonators in thick epi-poly technology with post-process gap adjustment", MEMS2002, Las Vegas, Janvier 2002

7) D. Galayko, A. Kaiser "Equivalence of electrical circuits and micro-mechanical oscillating structures and its application to complex filter structures" ECCTD2001, Helsinki, Août 2001

8) D. Galayko, A. Kaiser "Design methods for micro-electro-mechanical bandpass filters", SPIE Proceedings DTIP2001, pp. 194-200, Cannes, Avril 2001

Demandes de brevet

1) Demande de brevet français au nom du CNRS déposé le 1 Mars 2002 sous le N° 0202658: "Compensation de la dérive de la fréquence centrale d'un filtre micro-mécanique dans une architecture de récepteur RF superhétérodyne par asservissement de la fréquence intermédiaire", Inventeurs: Kaiser Andreas, Galayko Dimitry (25%), Legrand Bernard, Billoint Olivier

2) Brevet français au nom du CNRS déposé le 15 Novembre 2001 sous le N° 0114798 "Procédé de réglage de l'écartement de deux éléments mécaniques d'une structure micromécanique sensiblement plane et résonateur électromécanique correspondant" Inventeurs: Galayko Dimitri (50 %), Kaiser Andreas, Collard Dominique

ANNEXE I

Dessin de masque des résonateurs haute fréquence conçus dans le procédé THELMA

*Ces dispositifs ont été fabriqués, mais ils n'ont pas fonctionné
(cf. chapitre 2 paragraphe 4.1)*

ANNEXE I

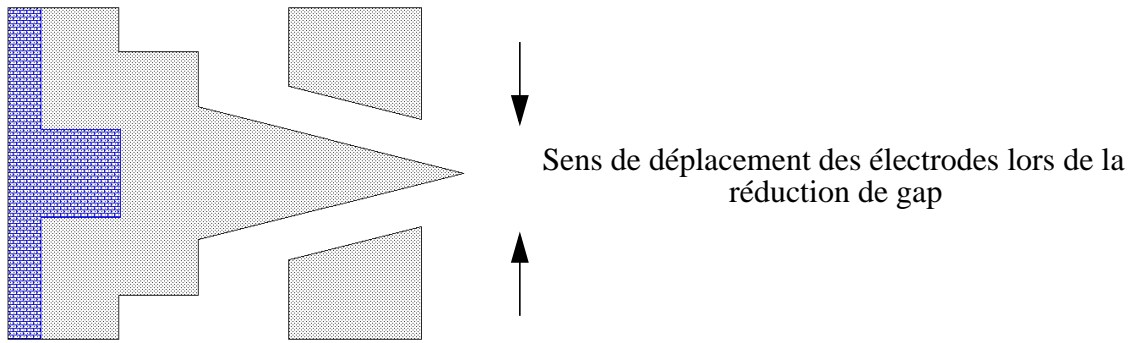


Figure 1. Dessin de masque d'un élément résonant triangulaire.

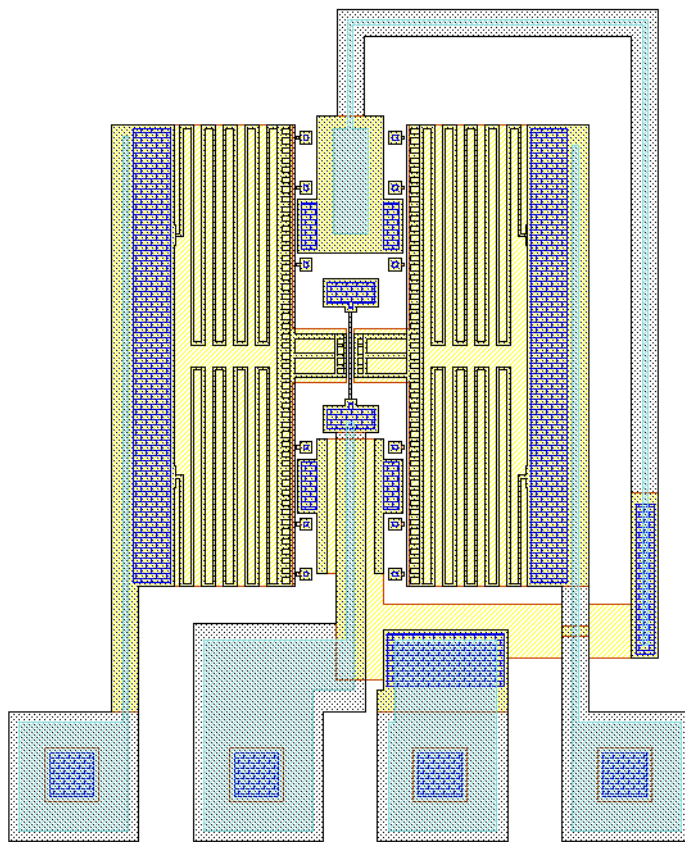


Figure 2. Dessin de masque d'un dispositif complet utilisant deux transducteurs de signal (poutre encastrée-encastrée, résonateurs triangulaires).

ANNEXE I

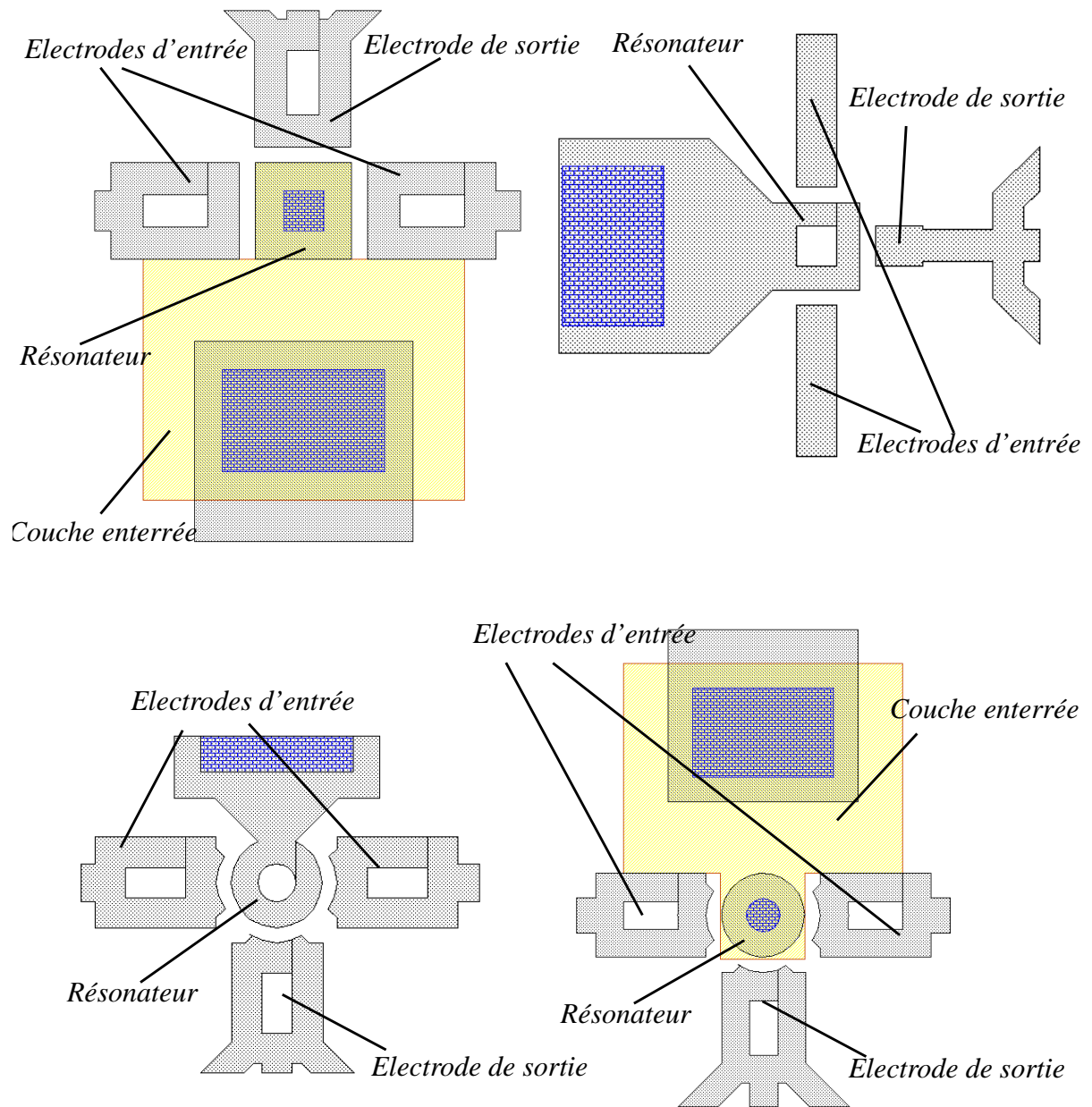


Figure 3. Dessin de masque des éléments résonants haute fréquence conçus dans le procédé THELMA.

ANNEXE I

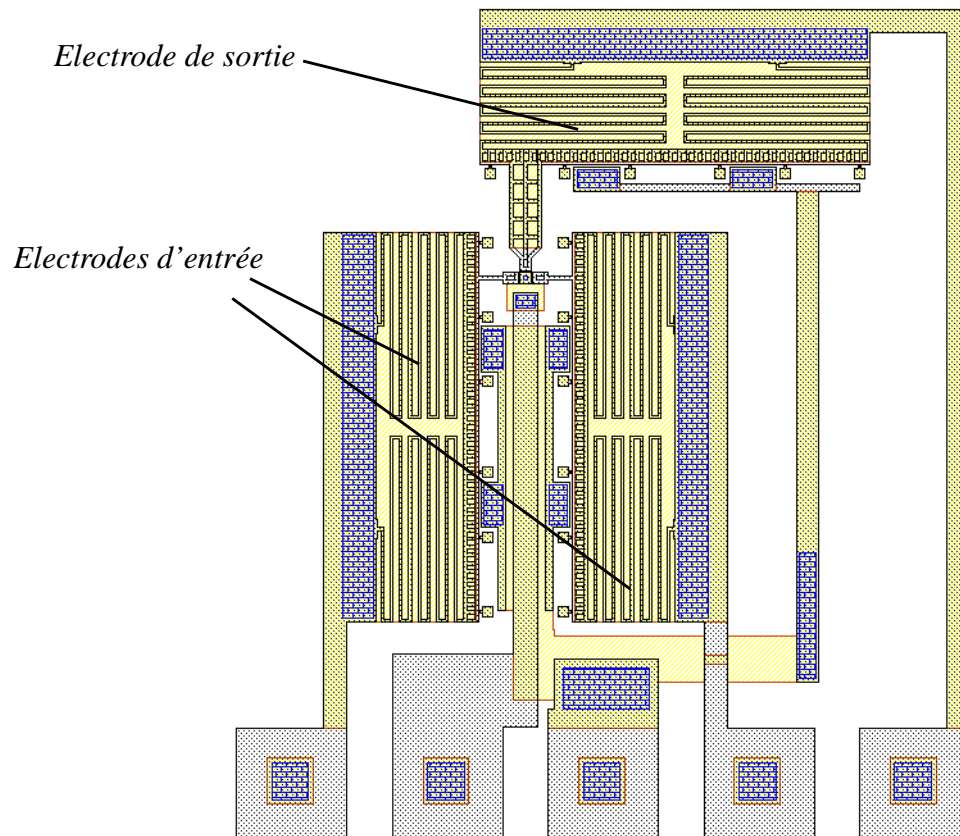
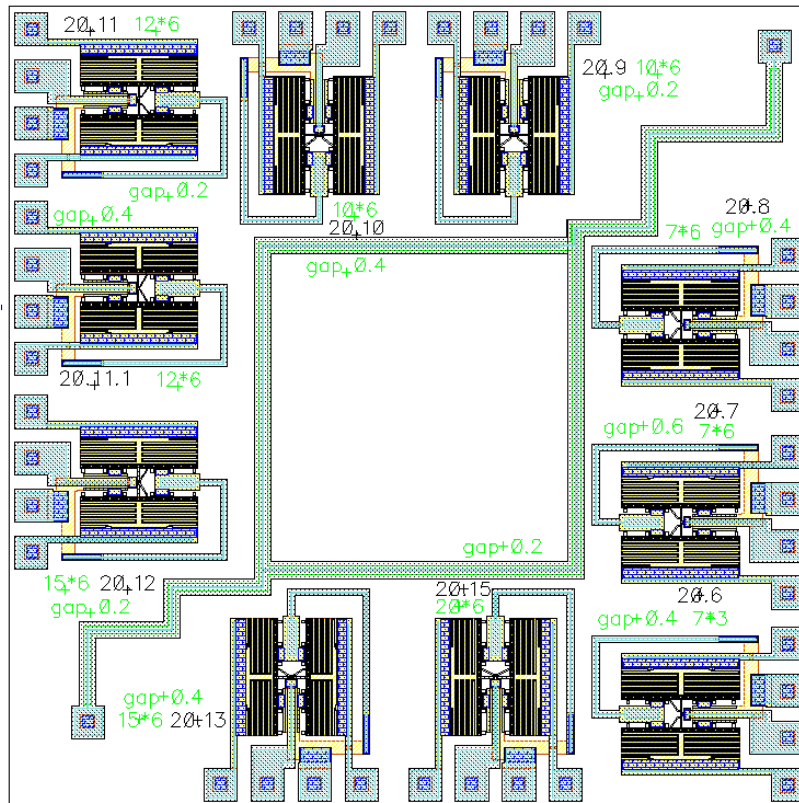
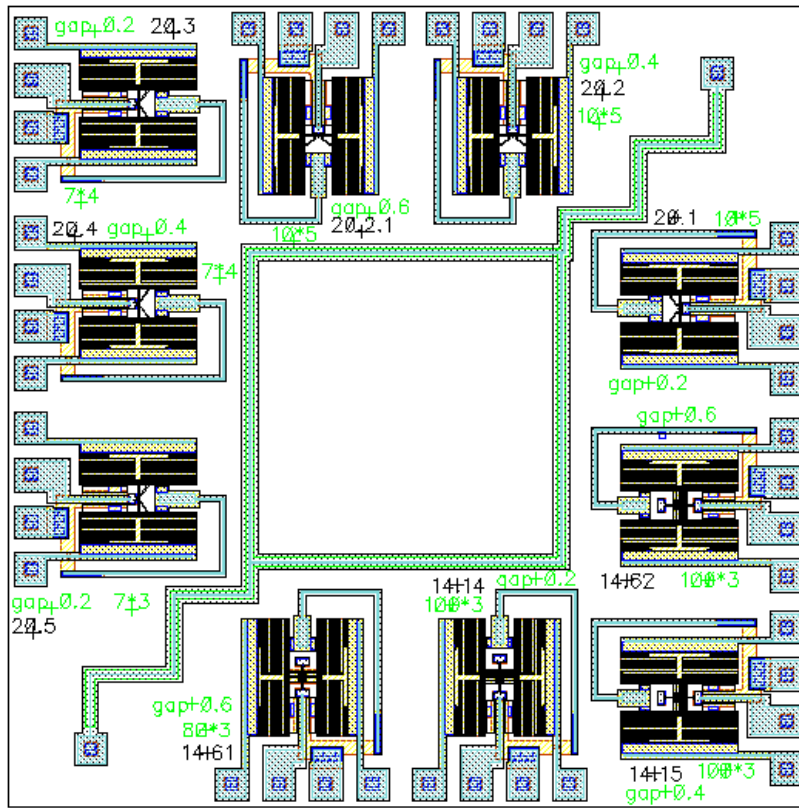


Figure 4. Dessin de masque d'un dispositif complet utilisant trois transducteurs de signal (résonateurs haute fréquence).

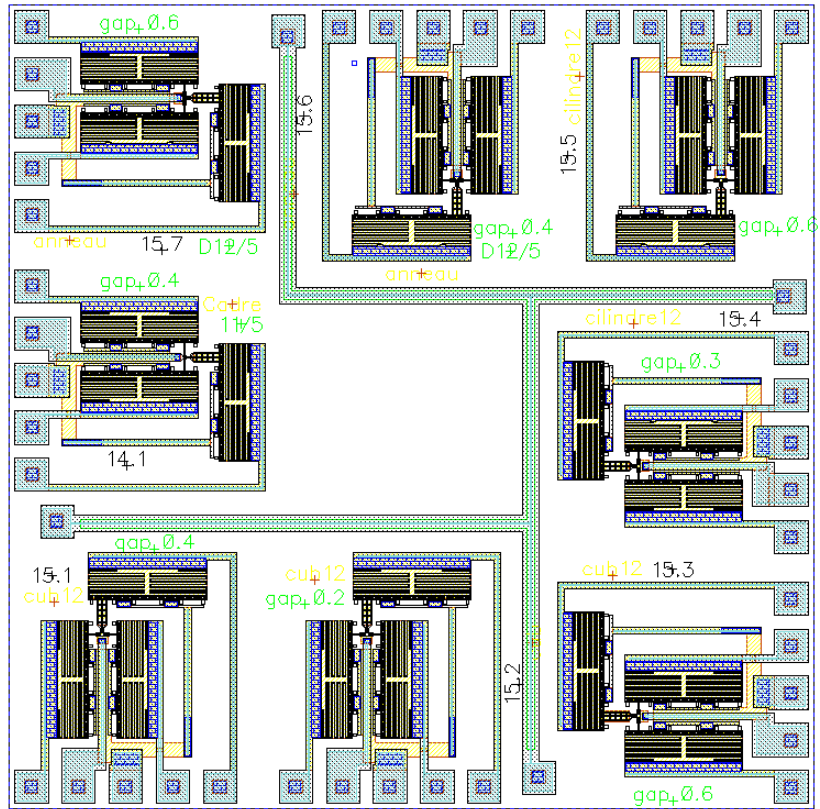
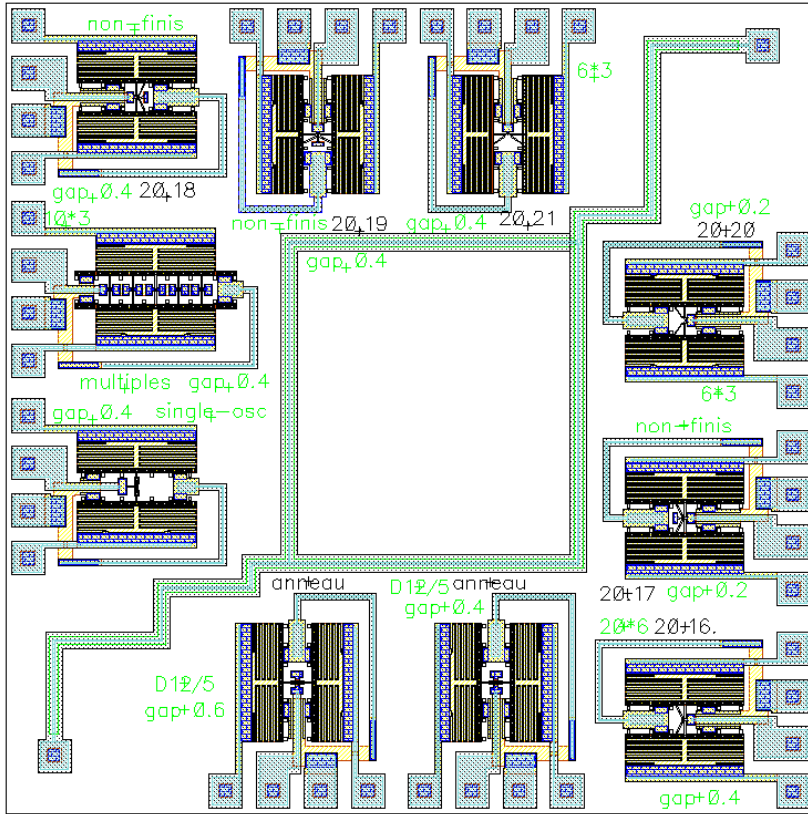
ANNEXE II

**Dessin de masque des modules conçus pour
le premier run**

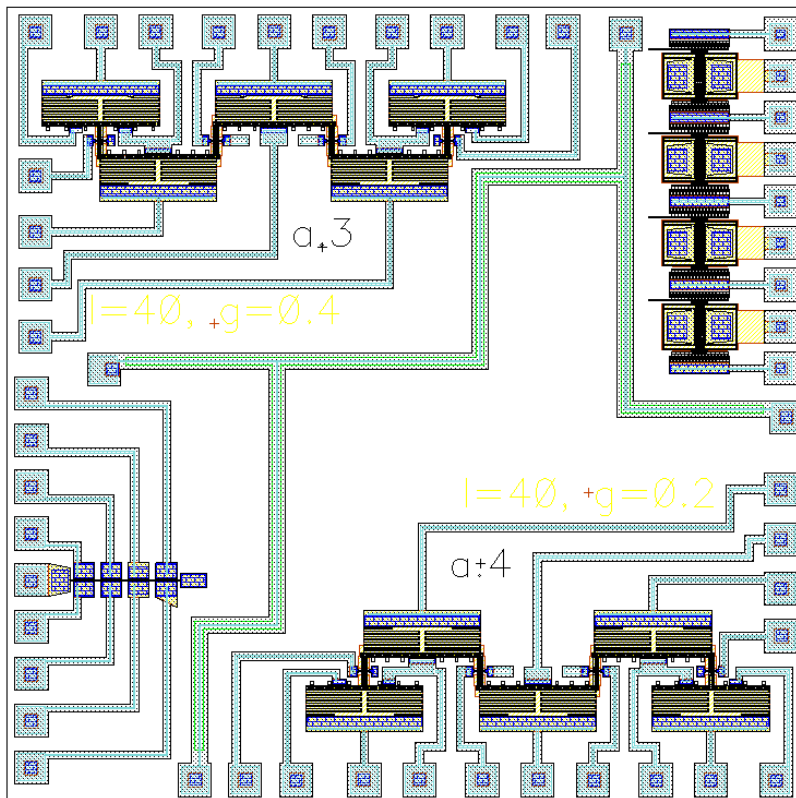
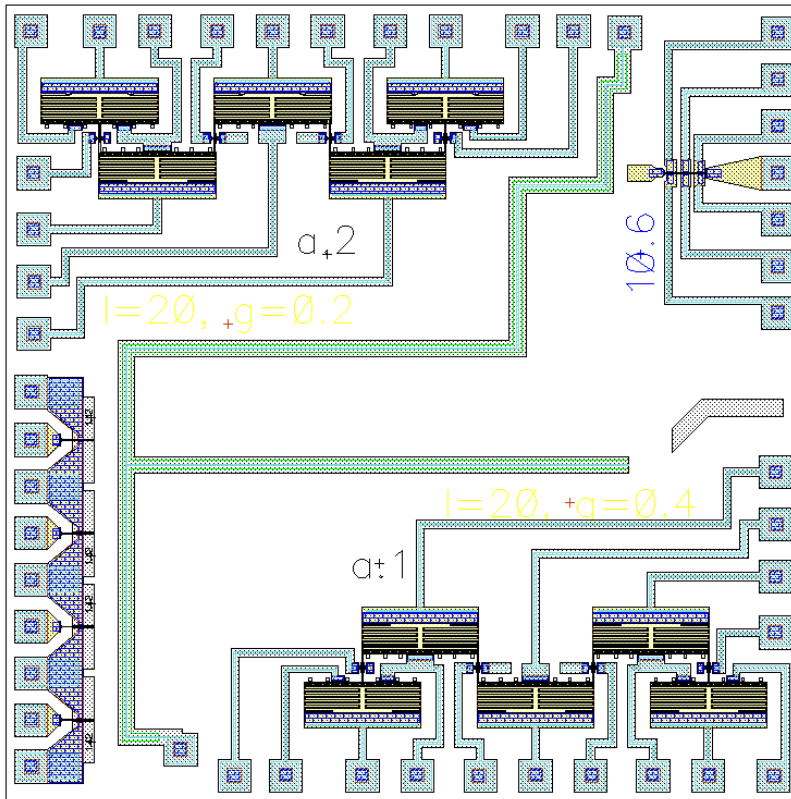
ANNEXE II



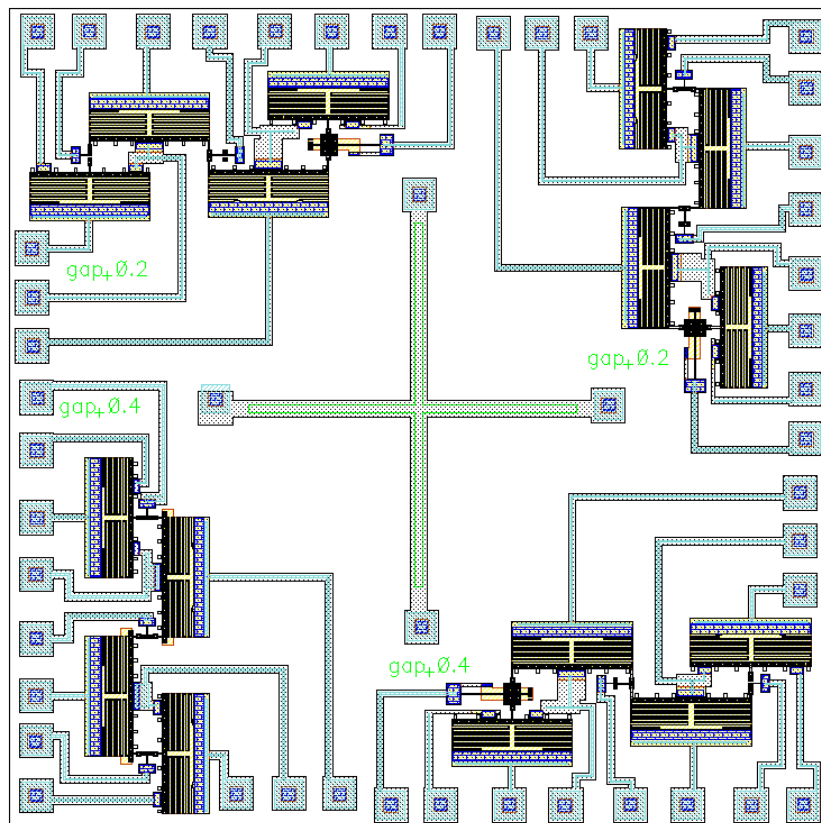
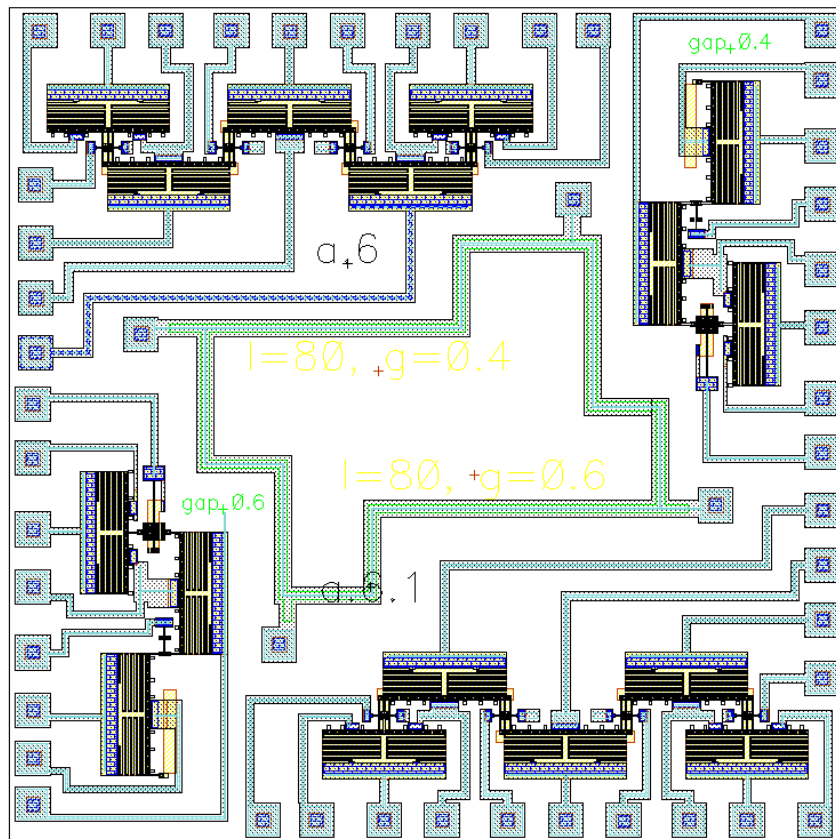
ANNEXE II



ANNEXE II



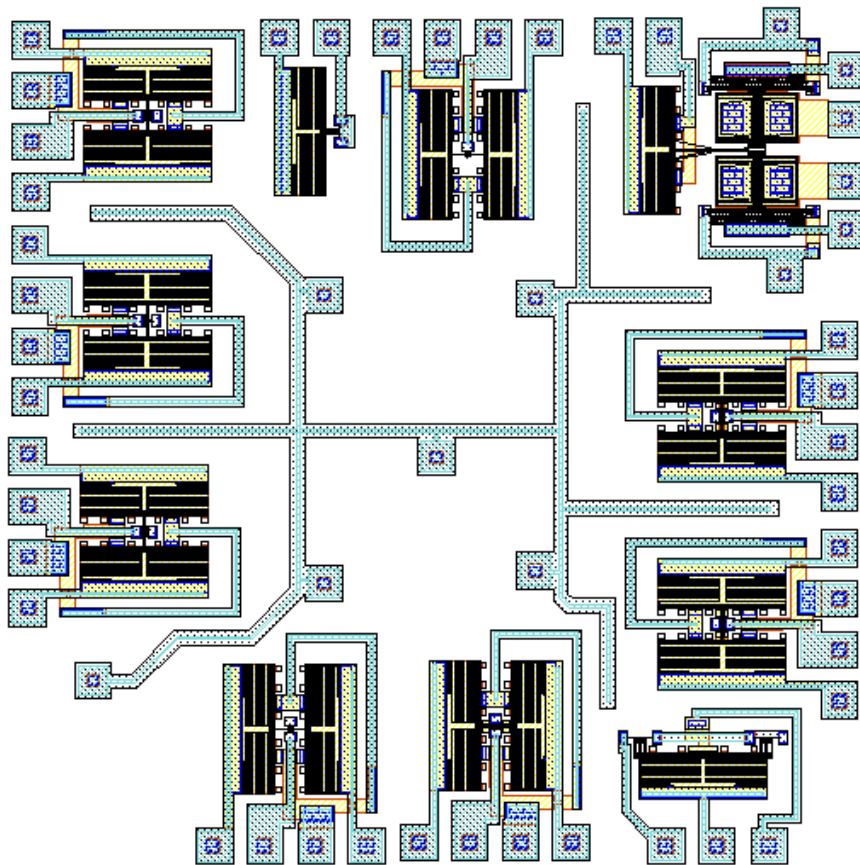
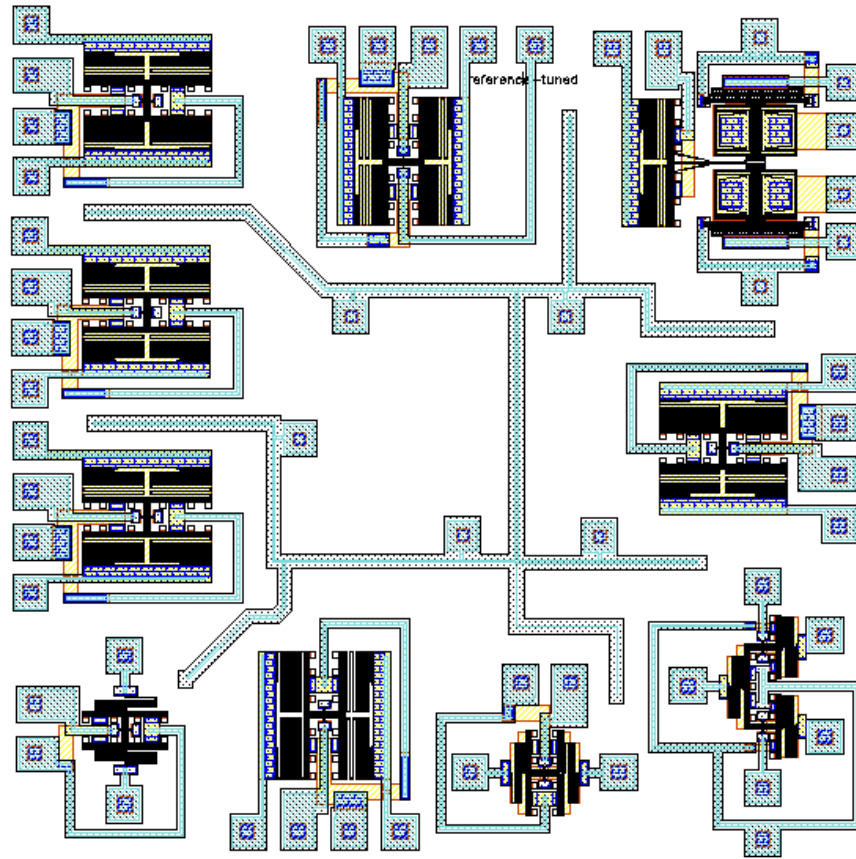
ANNEXE II



ANNEXE III

**Dessin de masque des modules conçus pour
le deuxième run**

ANNEXE III



ANNEXE III

